XXIV Международная научная конференция

Новое в Магнетизме и Магнитных Материалах

1 – 8 июля 2021 года

Сборник трудов

Москва, 2021

Организационный комитет

Председатель Оргкомитета: Сигов Александр Сергеевич
Заместитель председателя: Юрасов Алексей Николаевич

Члены Организационного комитета:

Грановский Александр Борисович
Лукашева Екатерина Викентьевна
Мишина Елена Дмитриевна
Мухин Александр Алексеевич
Перов Николай Сергеевич
Соколов Виктор Васильевич
Фетисов Леонид Юрьевич
Чугуева Ирина Николаевна

Ученый секретарь: Пятаков Александр Павлович

Программный комитет

Председатель: Лисовский Федор Викторович
Заместитель председателя: Пятаков Александр Павлович
Члены программного комитета:

Балбашов А.М.
Бебенин Н.Г.
Белотелов В.И.
Ведяев А.В.
Васильев А.Н.
Ганьшина Е.А.
Гиппиус А.А.
Глушков В.В.
Губин С.П.
Звездин А.К.
Звездин К.А.
Зубов В.Е.
Исхаков Р.С.
Калашникова А.М.
Калинин Ю.Е.
Киселева Т.Ю.
Кокшаров Ю.А.
Курляндская Г.В.
Лилеев А.С.
Логунов М.В.
Локк Э.Г.
Любутин И.С.
Марченков В.В.
Медведь А.В.
Муртазаев А.К.
Никитин С.А.
Никитов С.А.
Овчинников С.Г.
Памятных Л.А.
Писарев Р.В.
Покатилов В.С.
Поляков П.А.
Прудников В.Н.
Рахманов А.Л.
Розанов К.Н.
Родионова В.В.
Рудой Ю.Г.
Русаков В.С.
Сапожников М.В.
Смирнов Б.М.
Сухоруков Ю.П.
Сырьев Н.Е.
Усов Н.А.
Устинов В.В.
Фраерман А.А.
Фетисов Ю.К.
Чеченин Н.Г.
Шавров В.Г.
Шалыгина Е.Е.
Шапаева Т.Б.

Председатели секций

1. Новые магнитные и родственные им материалы: синтез и физические свойства
Перов Н.С. и Родионова В.В.

2. Процессы намагничивания и перемагничивания
Чеченин Н.Г. и Пятаков А.П.

3.Микромагнетизм и доменная структура
Звездин К.А. и Усов Н.А.

4. Динамические процессы в магнетиках
Калашникова А.М.

5. Элементарные возбуждения и волновые процессы в магнетиках
Никитов С.А. и Рахманов А.Л**.**

6. Резонансные явления в магнетиках
Сырьев Н.Е., Мухин А.А., Русаков В.С.

7. Кинетические эффекты в магнетиках
Грановский А.Б**.**

8. Магнитные фазовые переходы и критические явления
Муртазаев А.К. и Пятаков А.П.

9. Магнитные пленки и многослойные структуры
Калинин Ю.Е. и Юрасов А.Н.

10. Малые магнитные частицы
Киселева Т.Ю.

11. Магнитные наноструктуры
Фраерман А.А. и Юрасов А.Н.

12. Магнитооптика и фотомагнетизм
Шалыгина Е.Е. и Ганьшина Е.А.

13. Магнитоэлектрические явления
Фетисов Ю.К. и Фетисов Л.Ю.

14. Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе
Прудников В.Н.

15. Магнитоакустика
Медведь А.В.

16. Биомагнетизм
Курляндская Г.В.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Пленарные доклады
Памяти А.М. Балбашова
Памяти А.И. Морозова

Доклады по секциям:

01. Новые магнитные и родственные им материалы: синтез и физические свойства
02. Процессы намагничивания и перемагничивания
03. Микромагнетизм и доменная структура
04. Динамические процессы в магнетиках
05. Элементарные возбуждения и волновые процессы в магнетиках
06. Резонансные явления в магнетиках
07. Кинетические эффекты в магнетиках (спиновый транспорт)
08. Магнитные фазовые переходы и критические явления
09. Магнитные пленки и многослойные структуры
10. Малые магнитные частицы
11. Магнитные наноструктуры
12. Магнитооптика и фотомагнетизм
13. Магнитоэлектрические явления
14. Преподавание по разделам «Магнетизм» и «Магнитные материалы» в высшей школе
15. Магнитоакустика
16. Биомагнетизм

На конференциях проводятся пленарные заседания. На сцене в белых креслах сидят важные особы и дискуссируют на умные темы. Рядом с белыми креслами ставят белые тумбочки…

Костя Красный

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

СВЕРХБЫСТРЫЙ МАГНЕТИЗМ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

Кимель А.В.
Университет св. Радбауда, Наймеген, Нидерланды

Звездин А.К.
Д.ф.-м.н., профессор
Институт общей физики им. А. М. Прохорова, Российская Академия Наук, Москва, Россия

Аннотация: *Продемонстрировано, что ультракороткие ТГц импульсы электромагнитного поля открывают новые возможности в управлении спинов в антиферромагнетиках.*

Считается, что антиферромагнетики имеют огромный потенциал увеличить скорость магнитной записи и обработки информации в устройствах спинтроники и магноники. Однако экспериментальные исследования антиферромагнетиков и развитие антиферромагнитной спинтроники существенно затруднены из-за отсутствия намагниченности в антиферромагнетиках в основном состоянии. Это делает невозможным обычную магнитометрию и требует чрезвычайно сильного магнитного поля для управления спинами.

Цель данной работы – продемонстрировать, что ультракороткие ТГц импульсы электромагнитного поля открывают новые возможности в управлении спинов в антиферромагнетиках и практически меняют правила игры. В начале доклада будет рассмотрен простейший пример, который показывает, что слабое, но быстро меняющееся магнитное поле является эффективным средством управления спинами в антиферромагнетиках [1,2]. Далее будут рассмотрены нелинейные эффекты взаимодействия ТГц электрического поля со спинами в антиферромагнетиках [3,4], которые способны привести к переориентации спинов за времена порядка десятка пикосекунд и при предельно низких диссипациях [5]. В докладе будут рассмотрены фундаментальные ограничения скорости, с которой антиферромагнетик может приобретать намагниченность. Мы уделим особое внимание роли решетки в этом процессе и опишем связанную магнитоструктурную динамику в сверхбыстром оптическом контроле антиферромагнетизма. Для описания всех этих экспериментов будет предложен единый подход, основанный на выводе уравнений движения из эффективного Лангранжиана [6].

1. А. К. Звездин, А. А. Мухин, Краткие сообщения по физике 12, 10 (1981).
2. K. Grishunin et al, https://arxiv.org/abs/2103.05083.
3. S. Baerl et al, Nature Photonics 10, 715–718 (2016).
4. E. A. Mashkovich et al, Physical Review Letters 123, 157202 (2019).
5. S. Schlauderer et al, Nature 569, 383 (2019).
6. А. К. Звездин, Письма ЖЭТФ 29, 605-610 (1979).

СОЗДАНИЕ И СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ СТРУКТУР С КИРАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ НАМГНИЧЕННОСТИ

Фраерман А.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, заведующий отделом,
Институт физики микроструктур РАН

CREATION AND PROPERTIES OF FERROMAGNETIC STRUCTURES WITH A CHIRAL MAGNETIZATION DISTRIBUTION

Fraerman A.A.

Dr.Sci., Principial research associate, Head of Magnetic nanostructures department,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Возможность создания новых устройств спиновой электроники основана на связи спиновых и орбитальных степеней свободы носителей тока. Одним из проявлений этой связи в магнетиках с киральным распределением намагниченности является отклонение магнитного момента электрона от направления локального поля. Величина и направление этого отклонения определяются скоростью и направлением движения носителя заряда и масштабом магнитной неоднородности. Такое "неадиабатическое" поведение спинов приводит к существованию в киральных магнитных системах целого ряда необычных явлений, таких как равновесный спиновый ток, магнитоэлектрический эффект [1] , электрическое детектирование ферромагнитного резонанса, [2], оптические электродипольные переходы между спиновыми подзонами [3], транспортные явления невзаимности в некомпланарных магнитных системах [4] и др., которые обсуждаются в докладе с единых позиций. Круг магнитных материалов с киральным распределением намагниченности достаточно широк и включает как природные магнитные объекты (доменные стенки, магнитные спирали и скирмионы), так и искусственно созданные ферромагнитные системы, такие, например, как наночастицы с вихревым или антивихревым распределением намагниченности. Причиной снятия кирального вырождения является , как правило, спин-орбитальное взаимодействие, которое в системах без центра инверсии приводит к существованию магнитного взаимодействия Дзялошинского - Мории. Однако, это не единственный механизм управления магнитной киральностью. Менее известен магнитостатический механизм, предложенный в работах [5,6] . В докладе обсуждаются возможные реализации киральных магнитных систем без взаимодействия Дзялошинского - Мории. Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 22-12-00271.

Список использованных источников:

1. H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, Phys. Rev. Lett.95, 057205 (2005)
2. Y.Tserkovnyak, A. Brataas, G.E. W. Bauer, and B.I. Halperin, Rev. Mod. Phys. 77, 1375 (2005)
3. Фраерман А. А., Удалов О. Г., Письма в ЖЭТФ **87**,187 (2008)
4. Д.А.Татарский, А.В.Петренко, С.Н.Вдовичев и др., УФН **186**, 654-658 (2016**)**
5. N. Mikuszeit, S. Meckler, R. Wiesendanger, R. Miranda, Phys. Rev. B **84**, 054 404 (2011).
6. Мухаматчин К. Р., Фраерман А. А. , Письма в ЖЭТФ **93** 809 (2011)

УДК 537.6: 621.38

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ЭЛЕКТРОНИКИ И ИНФОРМАТИКИ НА ОСНОВЕ МУЛЬТИФЕРРОИДНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Фетисов Ю.К.

д.ф.-м.н., профессор, МИРЭА – Российский технологический университет

Аннотация. *В докладе описаны принципы работы, конструкции и основные характеристики управляемых устройств электроники и информатики, использующих магнитоэлектрические эффекты в композитных мультиферроидных гетероструктурах содержащих механически связанные ферромагнитные и пьезоэлектрические слоями.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, пьезоэлектричество, магнитострикция, управляемые устройства электроники*

MAGNETOELECTRIC DEVISES OF ELECTRONICS AND INFORMATICS BASED ON MULTIFERROIC HETEROSTRUCTURES

Fetisov Y.K.

Dr. Sc. (Phys.-Math.), professor, MIREA – Russian Technological University

Annotation. *The report describes principles of operation, design and main characteristics of controlled devices of electronics and informatics, using magnetoelectric effects in composite multiferroid heterostructures comprising mechanically coupled ferromagnetic and piezoelectric layers.*

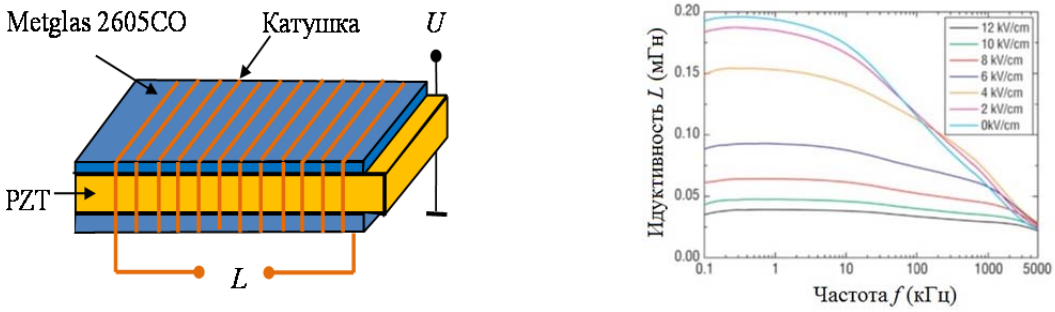
Keywords: *magnetoelectric effect, piezoelectricity, magnetostriction, tuned electronic devices.*

Совершенствование устройств электроники и информатики в настоящее время происходит в основном за счет использования новых физических эффектов или новых материалов. Перспективными с этой точки зрения являются так называемые магнитоэлектрические (МЭ) эффекты в мультиферроидных материалах, проявляющиеся во взаимном преобразовании переменных электрических и магнитных полей. В композитных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные и пьезоэлектрические слои, МЭ эффекты возникают в результате комбинации магнитострикции ферромагнитного слоя, пьезоэффекта в пьезоэлектрическом слое и акустического резонанса структуры. МЭ эффекты существуют в структурах различных составов, наблюдаются при комнатной температуре и их характеристиками легко управлять с помощью постоянных магнитных и электрических полей. В результате проведенных за последние годы исследований создан целый ряд новых устройств, использующих МЭ эффекты в гетероструктурах, среди которых управляемые индукторы и трансформаторы напряжения, нелинейные преобразователи частоты, высокочувствительные датчики магнитных полей, электрически перестраиваемые СВЧ устройства, новые МЭ элементы памяти, автономные маломощные источники питания и т.д. В докладе рассмотрены принципы работы МЭ устройств, приведены их основные характеристики и возможные области применений [1].

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда, проект 17-12-01435-П.

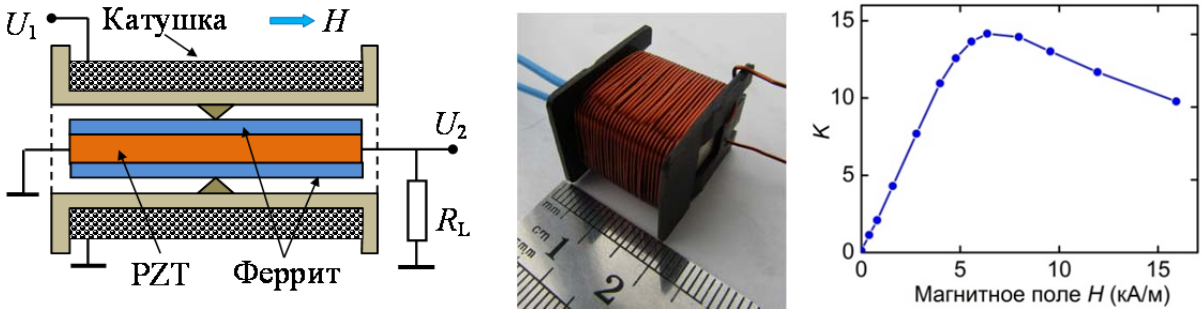
Список использованных источников

1. Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрические устройства электроники и информатики на основе мультиферроидных гетероструктур // Электроника НТБ. – 2021. – № 2. – С. 132-146.



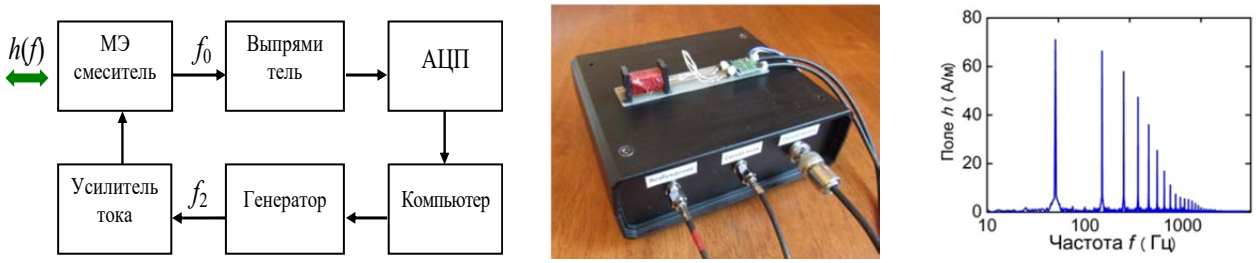
а) б)

Рис. 1. Конструкция (а) и частотная характеристика (б) МЭ индуктора на структуре аморфный ферромагнетик-цирконат-титанат свинца, перестраиваемого электрическим полем на 450%.



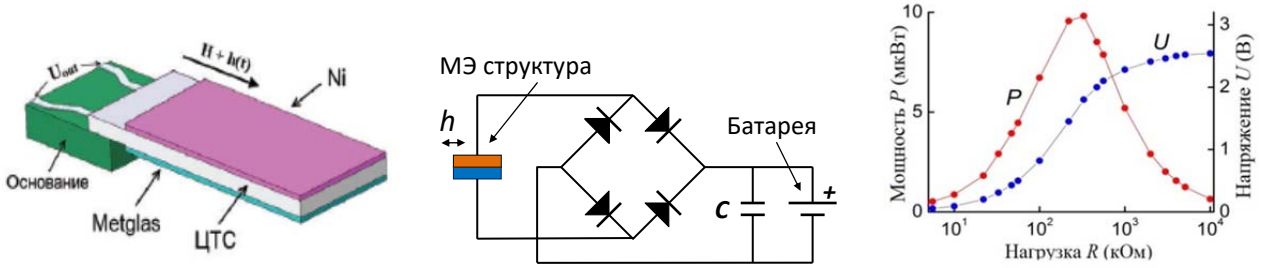
а) б) в)

Рис. 2. Конструкция (а), внешний вид (б) и зависимость коэффициента преобразования напряжения от управляющего магнитного поля (в) для МЭ трансформатора на основе структуры никель-кобальтовый феррит - цирконат-титанат свинца (PZT).



а) б) в)

Рис.3. Блок-схема (а) и внешний вид (б) МЭ анализатора спектра частот магнитных полей; (в)измеренный спектр магнитных полей импульсного блока питания компьютера.



а) б) в)

Рис.4 Конструкция МЭ преобразователя (а), блок-схема автономного МЭ источника энергии (б) и зависимость генерируемого напряжения U и мощности P от сопротивления нагрузки R (в).

УДК 537.632

ОПТОМАГНОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНИТНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ И НАНОСТРУКТУРАХ

Белотелов В.И.

д.ф.-м.н., профессор РАН,
зав. лаборатории Российского квантового центра, доцент МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *При распространении лазерного излучения через магнитоупорядоченные диэлектрики возникают оптомагнонные эффекты, которые позволяют возбуждать в них спиновую динамику. Характер воздействия излучения на спины существенно зависит от распределения оптического поля в материале. В работе рассмотрены особенности оптомагнонных эффектов в оптически анизотропных магнитных кристаллах, а также в различных субволновых решетках, созданных в магнитных плёнках.*

Ключевые слова: *обратный эффект Фарадея, обратный эффект Коттона-Мутона, ортоферрит, феррит-гранат, борат железа, нанофотоника*

OPTOMAGNONIC EFFECTS IN MAGNETIC DIELECTRIC CRYSTALS AND NANOSTRUCTURES

Belotelov V.I.

Dr.Sc., professor RAS,
head of laboratory at Russian Quantum Center, associate professor of Lomonosov Moscow State University

Annotation. *When laser radiation propagates through magnetically ordered dielectrics, the opto-magnon effects arise, which make it possible to excite spin dynamics in them. The character of the effect of light on the spins substantially depends on the distribution of the optical field in a magnetic medium. This paper considers the features of the optomagnonic effects in optically anisotropic magnetic crystals, as well as in various subwavelength gratings fabricated in magnetic films.*

Keywords: *inverse Faraday effect, inverse Cotton-Mouton effect, orthoferrite, ferrite-garnet, iron borate, nanophotonics*

В настоящее время большой интерес представляют диэлектрические антиферромагнетики и слабые ферромагнетики, в которых спиновая динамика происходит на субтерагерцовых частотах, что очень перспективно для создания нового поколения устройств передачи и обработки информации. В связи с этим, ключевой задачей является управления спинами в таких материалах.

При распространении оптического излучения через магнитоупорядоченные диэлектрики возникают оптомагнонные эффекты, такие как обратный эффект Фарадея и обратный эффект Коттона-Мутона, которые позволяют возбуждать спиновую динамику в магнитных кристаллах. Оба эффекта характеризуются эффективным магнитным полем, величина и направление которого определяются вектором электрического поля света в материале. Большинство антиферромагнетиков оптически анизотропны. Как правило, оптическая анизотропия рассматривается как негативный фактор, который уменьшает

магнитооптические эффекты и усложняет картину распределения оптического поля в кристалле. В работе показано, что при правильном выборе ориентации поляризации падающего излучения относительно плоскости падения света можно получить значительное усиление эффекта Фарадея и магнитооптической модуляции света, проходящего через кристалл слабого ферромагнетика, например, бората железа. Данное явление может быть использовано для наблюдения за состоянием намагниченности магнетика, а также для сенсорных применений. С другой стороны, оказывается, что оптическая анизотропия создает неоднородное распределения оптического поля по толщине кристалла. При этом параметры этого распределения можно изменять путем изменения ориентации поляризации падающего излучения относительно кристаллографических осей магнетика. На примере ортоферрита иттрия показано, что данный эффект позволяет эффективного возбуждать различные моды спиновых волн в кристалле и переключаться между различными модами.

Дополнительные возможности управления спинами за счет света открываются при переходе к наноструктурированным материалам. В данной работе методом ионной литографии в тонкой плёнке феррита-граната получен новый уникальный материал нанофотоники: полностью диэлектрическая фотонно-кристаллическая магнитная метаповерхность. В такой структуре обнаружен новый эффект - модуляция интенсивности света при изменении намагниченности материала [1]. Этот эффект полностью отсутствует в гладких магнитных пленках и кристаллах. В его основе лежит сложная картина возбуждения оптических мод метаповерхности - двумерного массива наноцилиндров феррита-граната - и влияния на их дисперсионные и поляризационные характеристики намагниченности материала. В результате в экваториальной конфигурации намагниченности (намагниченность в плоскости структуры и перпендикулярна плоскости падения света) происходит нечетная по намагниченности модуляция интенсивности, в 100 раз превосходящая модуляцию света для гладких плёнок. Важной чертой нового эффекта является то, что он наблюдается для двух основных поляризаций падающих фотонов (p и s – поляризации), а не только для одной, как в случае гладких плёнок. Это обстоятельство делает данный эффект очень важным для управления световыми потоками на субтерагерцовых частотах.

С другой стороны, созданная магнитная метаповерхность позволяет локализовать свет в области порядка десятков нанометров, запуская за счет оптомагнонных эффектов обменные стоячие спиновые волны различных порядков [2]. Относительные эффективности возбуждения обменных и магнитостатических спиновых волн могут быть подстроены посредством изменения поляризации, угла падения и длины волны возбуждающего лазерного импульса. Наноструктурирование магнитных сред дает уникальные возможности для селективного управления спинами в среде, что является ключевым фактором дальнейшего развития технологий магноники, спинтроники и связанных с ними квантовых технологий.

Список использованных источников:

1. D.O. Ignatyeva, A.A. Voronov, D. Karki, M.A. Kozhaev, D.M. Krichevsky, A.I. Chernov, M. Levy, V.I. Belotelov, Photonic-crystal magnetic all-dielectric meta-surface for efficient light manipulation, *Nature Communications* **11**, 5487 (2020).
2. A.I. Chernov, M.A. Kozhaev, D.O. Ignatyeva, E.N. Beginin, A.V. Sadovnikov, A.A. Voronov, D. Karki, M. Levy, V.I. Belotelov "All-Dielectric Nanophotonics Enables Tunable Excitation of the Exchange Spin Waves", *Nano Lett.* **20**(7), 5259-5266 (2020).

УДК 314.748

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НОВЫХ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ СЕМЕЙСТВА ЛАНГАСИТА ПРИ НОРМАЛЬНОМ И ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Любутин И.С.

Д.ф.-м.н., профессор, Заслуженный деятель науки РФ, академик РАЕН
Зав. отделом ядерных методов и магнитных структур,
Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова
ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Аннотация. *На основе структуры лангасита ($La_3Ga_5SiO_{14}$) синтезирована серия кристаллов содержащих парамагнитные ионы железа $A_3MFe_3X_2O_{14}$ (A = Ba, Sr; M = Sb, Nb, Ta; X = Si, Ge). Изучены низкотемпературные магнитные свойства этих соединений, и установлен дальний 3D магнитный порядок с точкой Нееля (T_N) в области 27-37 К.*

Ключевые слова: *магнитные лангаситы, геликоидальная структура, высокие давления, структурные и магнитные переходы, спиновый HS-LS кроссовер*

MAGNETIC PROPERTIES OF NEW MULTIFERROICS OF THE LANGASITE FAMILY AT AMBIENT AND HIGH PRESSURES

Lyubutin I.S.

Dr.Sc., professor,
The Honored Scientist of Russian Federation,
Full member of the Russian Academy of Natural Sciences,
Head of the Department of nuclear methods and magnetic structures,
Shubnikov Institute of Crystallography, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

Abstract. *Based on the structure of langasite ($La_3Ga_5SiO_{14}$), a series of crystals containing paramagnetic iron ions $A_3MFe_3X_2O_{14}$ (A = Ba, Sr; M = Sb, Nb, Ta; X = Si, Ge) was synthesized. The low-temperature magnetic properties of these compounds have been studied, and a long-range 3D magnetic order has been established with the Neel point in the range of 27-37 K.*

Keywords: *magnetic langasites, helicoidal structure, high pressures, structural and magnetic transitions, spin HS-LS crossover*

На основе структуры лангасита ($La_3Ga_5SiO_{14}$) синтезирована серия кристаллов содержащих парамагнитные ионы железа $A_3MFe_3X_2O_{14}$ (A = Ba, Sr; M = Sb, Nb, Ta; X = Si, Ge). Изучены низкотемпературные магнитные свойства этих соединений, и установлен дальний 3D магнитный порядок с точкой Нееля (T_N) в области 27-37 К. Магнитное упорядочение может индуцировать структурный переход, при этом кристалл может стать сегнетоэлектриком. Такие соединения могут рассматриваться как магнитно-индуцированные мультиферроики. Локализация железа в тетраэдрических структурных позициях 3f, приводит к треугольной магнитной решетке в плоскости (ab). При трансляции вдоль оси с магнитные моменты железа поворачиваются на определенный угол, образуя геликоидальную магнитную структуру. При высоком давлении происходит несколько структурных переходов, которые приводят к значительным изменениям магнитных свойств. В частности,

при давлениях выше 18 ГПа кристалл разделяется на две магнитные фракции, в одной из которых температура Нееля увеличивается примерно в четыре раза по сравнению со значением T_N в начальной фазе (с 27 до 115 К). При давлениях выше 50 ГПа происходит спиновый кроссовер, когда доля ионов железа Fe^{3+} в кислородных октаэдрах переходит из высокоспинового (HS, S = 5/2) в низкоспиновое (LS, S = 1/2) состояние. Это приводит к новому изменению магнитных свойств. Установлена температура магнитного упорядочения LS-подрешетки 22(1) К, и изучены магнитные корреляции между HS- и LS-подрешетками.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ МАГНОНИКА – ОТ ГИГАГЕРЦЕВ К ТЕРАГЕРЦАМ

Никитов С.А.
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация: *Представлен обзор современного состояния исследований в области диэлектрической магногники и магнонной спинтроники.*

Ключевые слова: *магноника, спинтроника*

DIELECTRIC MAGNONICS – FROM GIGAHERZ TO TERAHERZ FREQUENCIES

Nikitov S.A.
Kotelnikov IRE RAS

Annotation: *An overview of the current state of research in the field of dielectric magnonics and magnonic spintronics is presented.*

Keywords: *magnonics, spintronics*

Представлен обзор современного состояния исследований в области диэлектрической магногники и магнонной спинтроники. Описаны теоретические и экспериментальные методы исследования физических процессов и расчета параметров магнонных микро- и наноструктур. Рассмотрены основные понятия магнонной спинтроники, физические эффекты, на которых она основана, а так же перспективы ее применения для систем обработки, передачи и приема информационных сигналов. Особое внимание уделено возможности повышения рабочих частот магнонных устройств от гигагерцевого частотного диапазона до терагерцевого. Обсуждаются конкретные реализации элементной базы магноники, а также пути их дальнейшего развития.

СВЕРХБЫСТРАЯ МАГНИТООПТИКА СТРУКТУР СО СПИН ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННЫМ ПЕРЕХОДОМ

Преображенский В.Л.,
д.ф.-м.н, профессор, глав. науч. сотр. НЦВИ ИОФ РАН

Мишина Е.Д.,
д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией, каф. наноэлектроники ФТИ РТУ МИРЭА

Сигов А.С.
д.ф.-м.н., академик РАН, зав. каф. наноэлектроники ФТИ, президент РТУ МИРЭА

Спин-переориентационный переход (СПП) в магнетиках известен как яркий пример фазовых переходов типа порядок-порядок [1]. Эти переходы проявляются как изменение ориентации магнитного момента при изменении внешних параметров, таких как температура, напряженность магнитного поля, напряжение и т. п. Особое внимание привлекают эффекты, вызванные сверхбыстрым оптическим возбуждением вблизи СПП. В большинстве случаев СПП происходит при низкой температуре. Были разработаны некоторые специальные материалы, такие как гетероструктуры или очень тонкие пленки, которые демонстрируют СПП при комнатной и даже более высоких температурах. До сих пор светоиндуцированные эффекты были продемонстрированы только вблизи СПП, индуцированного температурой.

Интерметаллические гетероструктуры редкоземельных и переходных металлов обладают физическими свойствами, перспективными для различных приложений. Эти структуры сочетают в себе гигантскую магнитострикцию, контролируемую магнитную анизотропию, магнитооптическую активность. В этих структурах возможны спин-переориентационные переходы, индуцированные магнитным полем при комнатной температуре.

В докладе мы представляем результаты исследования спиновой динамики, индуцированной сверхбыстрым оптическим возбуждением в гетероструктуре TbCo2/FeCo. Измерялась временная зависимость угла поворота плоскости поляризации излучения при его прохождении через структуру, возбуждаемую оптическим импульсом накачки длительностью 35 фс (динамический магнито-оптический эффект Керра, схема оптического возбуждения-зондирования). Обнаружена гистерезисная зависимость поворота плоскости поляризации от намагничивающего поля, характерная для спиновой динамики вблизи СПП. Усиление вращения наблюдается в критических точках СПП и вблизи точек переключения намагниченности из метастабильных в стабильные спиновые состояния. Результаты эксперимента хорошо описываются с помощью уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта (ЛЛГ), применительно к спиновой системе в условиях некогерентного импульсного подавления поля анизотропии [2].

Динамическое управление намагниченностью позволяет в структурах, обладающих СПП, управлять и другими динамическими эффектами, в частности поляризацией терагерцового (ТГц) излучения. Фемтосекундный оптический импульс генерирует в структуре спиновый ток, преобразующийся в зарядовый ток, ортогональный намагниченности. Изменение напряженности магнитного поля в угловой ~~(наклонной)~~ фазе СПП вызывает поворот намагниченности без изменения ее величины. В результате ТГц поляризация вращается синхронно с намагниченностью при изменении напряженности магнитного поля [3].

1. К.П. Белов, А.К. Звездин, А.М. Кадомцева, Р.З. Левитин, УФН **119**, 447 (1976).
2. S. Ovcharenko, M. Gaponov, A. Klimov, N. Tiercelin, P. Pernod, E. Mishina, A. Sigov, V. Preobrazhensky, Scientific reports **10**, 15785 (2020).
3. D. Khusyainov, S.Ovcharenko, M. Gaponov, A. Buryakov, A. Klimov, V. Nozdrin, N.Tiercelin, P. Pernod, E. Mishina, A. Sigov, V. Preobrazhensky Scientific Reports **11**, 697 (2021).

ФЕРРОМАГНИТНЫЕ МИКРОПРОВОДА КАК СЕНСОРНЫЕ И УПРАВЛЯЮЩИЕ СИСТЕМЫ ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ В БИОМЕДИЦИНЕ

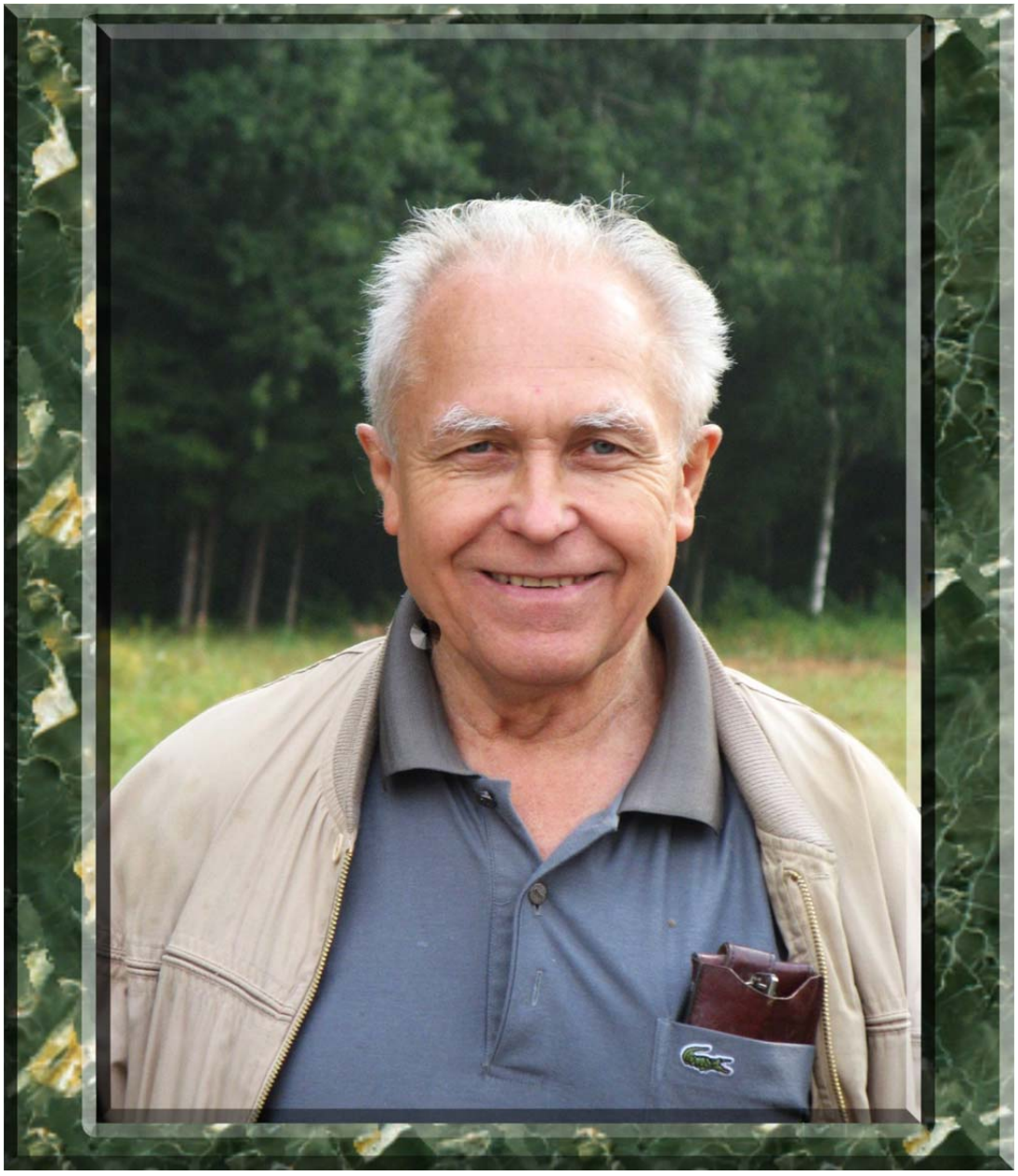
Панина Л.В.

Д.ф.-м.н., профессор,
Национальный исследовательский технологический университет (МИСИС)
Балтийский федеральный университет им. Иммануила Канта

Системы ферромагнитных микропроводов характеризуются специфическими магнитными и магнитоэлектрическими свойствами, что делает их пригодными для различных сенсорных применений, включая биомедицинскую область. Помимо тонкопленочных материалов, использование микро- и наноразмерных магнитных материалов в сенсорной технологии очень ограничено. В данном обзоре обсуждается использование аморфных магнитомягких проводов в качестве встроенных чувствительных элементов для обнаружения локальных напряжений, например в имплантатах, и контроля температуры при термотерапии. Это основано на использовании таких физических эффектов как быстрое переключение намагниченности, генерирующее сигнал напряжения с высшими гармониками, гигантский магнитоимпеданс на частотах вплоть до ГГц и динамическая магнитоэлектрическая связь. Для реализации эффективных чувствительных свойств интерес представляют магнитные микропровода базового состава CoFeSiB в аморфном состоянии. Отсутствие кристаллической структуры позволяет установить требуемую магнитную анизотропию за счет наведенной анизотропии и магнитоупругих взаимодействий, что осуществляется при определенной комбинации состава сплава, геометрии и термообработки. Например, в результате токового отжига воздействие механических напряжений может существенно изменить магнитную анизотропию и процессы намагничивания. Для контроля температуры в диапазоне 40-60 ° С предлагаются микропровода из аморфных сплавов CoFe с добавлением Cr или Ni, поскольку температура Кюри может изменяться в пределах этого интервала с помощью оптимального отжига.

Решетки ферромагнитных микропроводов также можно использовать для создания высокоградиентных магнитных полей порядка $10^3 - 10^5$Т/м, что позволит управлять динамикой магнитных наночастиц и даже диамагнитных клеток. Например, пара микропроводов, намагниченных вдоль диаметра (дипольная пара), создает уникальный энергетический профиль магнитного поля, который можно использовать для захвата диамагнитных клеток. Контролируемое пространственно-временное распределение магнитных полей, генерируемых магнитными полюсами определенно намагниченных микропроводов, может быть перспективно для создания магнитофоретических устройств для управления миграцией живых клеток и направленной доставки лекарств.

Памяти Анатолия Михайловича Балбашова, мага и чародея царства кристаллов



На 85 году ушел из жизни мой давний друг и соратник Анатолий Михайлович Балбашов, талантливейший российский физик, Данила-мастер нашего времени, творениям которого позавидовала бы и сама хозяйка Медной горы...

СВЕТЛАЯ ЕМУ ПАМЯТЬ…

Ф.В. Лисовский

Воспоминания коллег об А.М. Балбашове

А.К. ЗВЕЗДИН

Ушел из жизни Анатолий Михайлович – большой ученый, первоклассный знаток и создатель новых кристаллов и пленок, много сделавший для магнитной науки и техники. Я хорошо помню его активную, увлеченную деятельность в Зеленограде еще в 70 годы; он очень помог тогда развитию технологии магнитных материалов в нашей стране. И тогда, и позже, вплоть до последнего времени, многие лаборатории в СССР, в России и за рубежом сделали много интересных и важных открытий на его материалах. Кристаллы Балбашова знают и ценят во всем мире. Большая потеря для всех нас.

Р.В. ПИСАРЕВ

Я был знаком с Анатолием с далёких советских времен, и мы много общались на магнитных конференциях. Но мои более тесные научные и человеческие отношения сложились с Анатолием лишь около 20 лет тому назад. Я, бывая в Москве даже с короткими визитами, всегда старался зайти к нему в лабораторию, и он всегда был рад поделиться последними новостями и по новым кристаллам и не только об этом. Иногда к концу рабочего дня он отвозил меня на своем автомобиле на Ленинградский вокзал к Сапсану на Петербург. Совместных статей у нас оказалось не очень много – около 10, но среди них одна из его наиболее цитируемых работ в Nature 2005. Наша совместная последняя работа была официально вывешена в выпуске от 25 марта 2021.

А.А. МУХИН

Одной из уникальных особенностей созданной им установки является возможность роста кристаллов в газовой атмосфере (кислород, аргон ...) при давлении до 100 атм., что отсутствует у большинства зарубежных аналогов.

В лаборатории роста кристаллов (МЭИ), созданной А.М. Балбашовым, состав которой иногда доходил до 20 человек, было выращено огромное количество монокристаллов разнообразных веществ, в первую очередь магнитных (редкоземельные ферриты-гранаты, ортоферриты, втсп-купраты, манганиты, обладающие колоссальным магнитосопротивлением и магнитоэлектрическими свойствами, гексаферриты сложных составов с несоразмерными магнитными структурами, различные типы магнитных систем со структурой лангасита и других мультиферроиков), а также множество немагнитных материалов, включая различные материалы для подложек.

А.М. Балбашов активно сотрудничал с десятками научных групп и лабораторий в России, Европе, США. На его кристаллах и с его участием получено много новых и интересных результатов, В частности, в мультиферроэлектрических манганитах обнаружены новые спиновые возбуждения – электромагноны, показана возможность контролировать их магнитоэлектрические свойства путем изменения состава, а в редкоземельных ортоферритах открыто сверхбыстрое нетепловое переключение намагниченности под действием коротких лазерных импульсов и много других явлений.

Анатолий Михайлович был прирожденным экспериментатором, человеком с огромной интуицией и способным своими руками воплощать свои идеи. Вплоть до самого последнего времени он активно работал в лаборатории, выращивал кристаллы, и мог бы сделать еще очень многое...

С. БАРИЛО

Он, несомненно был одним из крупнейших ученых в области физики, химии и техники роста кристаллов во второй половине 20-го и двух декад 21 веков. В течение более сорока лет многие его публикации и доклады были незаменимым подспорьем в моих и коллег из Минска исследованиях. А его замечательные кристаллы всегда были для меня мерилом совершенства в создании образцов для исследования магнетизма. Неоспоримыми являются достижения Анатолия Михайловича и его сотрудников в развитии методов и уникального оборудования для бестигельной зонной плавки монокристаллов и жидкофазной эпитаксии монокристаллических пленок магнитных материалов. Ушел ученый и учитель, но верю – остались в России и за её пределами ученики А.М. Балбашова, – те, кто продолжат его дело. И это будет лучшая наша память о нём.

С.В. НАУМОВ

В 2006 году мы покупали Установку бестигельной зонной плавки, и я две недели провел в МЭИ с Анатолием Михайловичем. Мы вместе собирали Установку и готовили ее к отправке в Екатеринбург. Все последующие годы мы не прерывали контактов, т.к. я постоянно обращался к Анатолию Михайловичу с вопросами и просил у него советов по тем или иным вопросам. Последний раз мы созванивались осенью прошлого года. Несмотря на пандемию, Анатолий Михайлович был на работе.

Краткая биография

А.М. Балбашов родился в 1936 году в городе Ессентуки. В 1954 году окончил среднюю школу в городе Усть-Бузулук с серебряной медалью и в том же году поступил в МЭИ, который окончил в 1960 году. В 1970 году он получил ученую степень кандидата технических наук, в 1985 году – степень доктора технических наук.
В 1991 году ему присвоено звание профессора.

Александр Игоревич Морозов

(08.03.1953 – 12.10.2020 гг.)

После тяжелой болезни, вызванной вирусом COVID-19, в понедельник 12 октября скоропостижно скончался наш глубокоуважаемый коллега и товарищ Александр Игоревич Морозов.

Александр Игоревич родился 8 марта 1953 года в городе Тбилиси тогда Грузинской ССР. В 1975 году окончил МФТИ, факультет общей и прикладной физики, в 1979 году защитил кандидатскую, а в 1993 - докторскую диссертацию.

В МИРЭА Александр Игоревич пришел в 1978 году, сразу после окончания аспирантуры МФТИ. В нашем университете он прошел путь от ассистента до профессора. 15 лет он совмещал преподавательскую и научную деятельность с важной административной должностью проректора по научной работе. Александр Игоревич всегда прилагал все силы для повышения научного уровня и эффективности исследований и разработок, проводившихся в МИРЭА. Сохранение научного потенциала и его преумножение в непростое время начала 2000-х во многом заслуга Александра Игоревича.

Александр Игоревич Морозов всю свою жизнь плодотворно занимался теоретической физикой. Им предсказаны открытое впоследствии явление подавления сверхпроводимости немагнитными примесями в антиферромагнитном сверхпроводнике, новый тип доменных стенок, порожденных фрустрациями, в многослойных магнитных структурах, обладающих эффектом гигантского магнетосопротивления, изучено влияние квантовых дефектов на сверхпроводимость. Получен целый ряд других важных научных результатов.

Александр Игоревич вкладывал душу в обучение студентов, он не любил лентяев и разгильдяев, но при этом, студенты, желающие учиться, слушая его лекции, выходили на

новый уровень, с блеском защищали дипломы и диссертации. А.И. Морозовым написан ряд фундаментальных учебных пособий и учебников. Многие выпускники с благодарностью и теплотой вспоминают занятия с Александром Игоревичем.

Александр Игоревич был очень искренним и надежным товарищем, честным и открытым человеком. Последние несколько лет Александр Игоревич перешел на работу в свою alma mater – МФТИ. Но и там, по рассказам студентов, часто вспоминал годы работы в МИРЭА.

Нам всегда будет не хватать его.

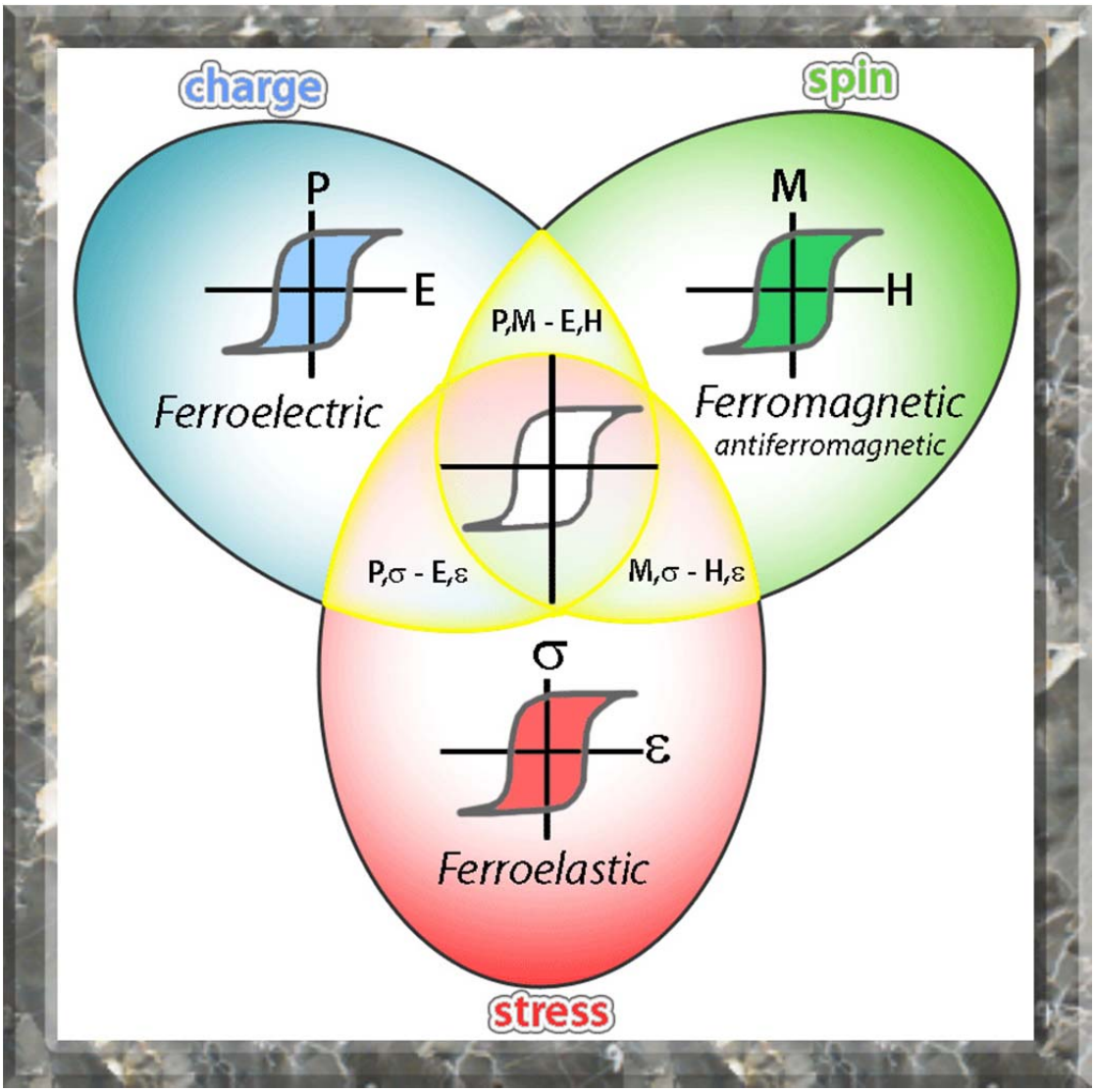
Выражаем глубокие и искренние соболезнования его семье и близким.

Вечная память!

Ректорат РТУ МИРЭА
Физико-технологический институт
Кафедра наноэлектроники

Не бойтесь делать то, что не умеете.
Помните, что ковчег построил любитель,
а профессионалы построили «Титаник»

Дейв Барри



НОВЫЕ МАГНИТНЫЕ И РОДСТВЕННЫЕ ИМ МАТЕРИАЛЫ: СИНТЕЗ И ФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

УДК 537.6

РАЗРАБОТКА НАУЧНЫХ ОСНОВ ТЕХНОЛОГИИ АДДИТИВНОГО ФОРМОВАНИЯ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТОВ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОЙ ИНФИЛЬТРАЦИИ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

Аргунов Е.В.

Студент магистрант 2 курса,
Национальный Исследовательский Технологический Университет (НИТУ) «МИСиС»

Карпенков Д. Ю.

к.ф.- м.н., н.с., Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова (МГУ)

Аннотация. *В настоящей работе представлены результаты исследований по разработка научных основ технологии получения монолитных постоянных магнитов методом химический инфильтрации из газовой фазы. Данный процесс позволит устранить ключевые проблемы магнитотвердых материалов на основе быстрозакаленных лент – отсутствие текстуры и деградации магнитных характеристик за счет разбавления диамагнитным полимерным связующим. В работе описаны основные этапы разрабатываемой технологии, результаты предварительных исследований прекурсоров.*

Ключевые слова: *аддитивное формование, постоянные магниты, химическая инфильтрация*

DEVELOPMENT OF ADDITIVE MANUFACTURING FOR PERMANENT MAGNETS BY THE METHOD OF CHEMICAL INFILTRATION FROM A GAS PHASE

Argunov E.V.

2nd year Master student,
National University of Science and Technology "MISIS"

Karpenkov D.Y.

Ph.D. in Phys. - Math., Lomonosov Moscow State University

Annotation. *This paper presents the results of the development of scientific foundations for the technology of monolithic permanent magnets production by the method of chemical vapor infiltration. This process will eliminate the key problems of hard magnetic materials based on rapidly quenched ribbons - the lack of texture and degradation of magnetic characteristics due to dilution with a diamagnetic polymer binder. The paper describes the main stages of the developed technology and the results of preliminary studies of precursors.*

Key words**:** *additive manufacturing, permanent magnets, chemical infiltration*

Разрабатываемую технологию можно разделить на несколько этапов. Первый этап включает создание полимерносвязанной текстурированной пленки из высокоанизотропных порошков. Процесс изготовления текстурированных толстых пленок начинается со смешивания металлического порошка (56 об. %) и ПВС (поливиниловый спирт 44 об. %) в пресс-форме. Выбор связующего связан с его низкой температурой плавления и минимальным содержанием продуктов после испарения. Далее пресс-форма выдерживалась при температуре 200 ^{o}C в течение 10 – 15 минут для обеспечения равномерного прогревания.

После этого к пресс-форме прикладывалось внешнее магнитное поле, и проводилась объединенная операция текстурования и прессования при давлении 10 МПа. При этом в расплавленном поливиниловом спирте происходит ориентация оси легкого намагничивания порошинок параллельно силовым линиям магнитного поля.

Исходным сырьем для производства магнитов являются быстрозакаленные порошки (MQU). Достоинство данного соединения заключаются в максимальных значениях энергетического произведения при комнатной температуре (до 55 МГсЭ) [1]. В данном случае сильное влияние будет оказывать анизотропия формы и размагничивающие факторы, поэтому предполагается использовать сферические частицы с характерным размером 3 – 5 мкм. Для этого коммерческий порошок дополнительно измельчался в шаровой планетарной мельнице.

На втором этапе проводится удаление связующего путем термической обработки по режиму, обеспечивающему минимальный выход продуктов испарения. На данной стадии полимер должен достигнуть температуры деструкции.

На третьем этапе проводится селективная пропитка порошкового монослоя металлом, полученным из газовой фазы.

Изготовление деталей сложной формы обеспечивается послойным нанесением пленок и их селективной пропиткой пропитки. (рис. 1).

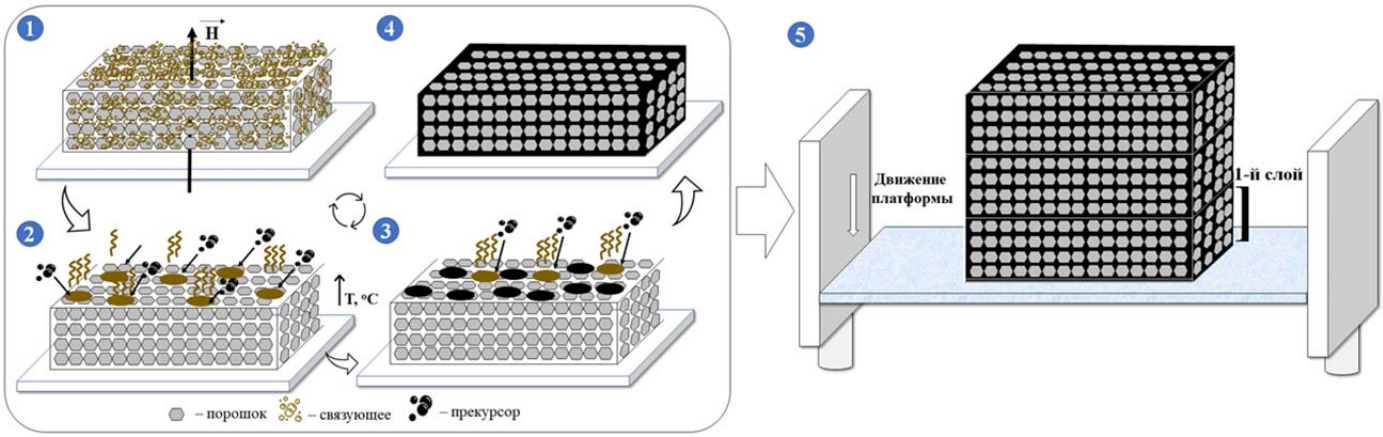
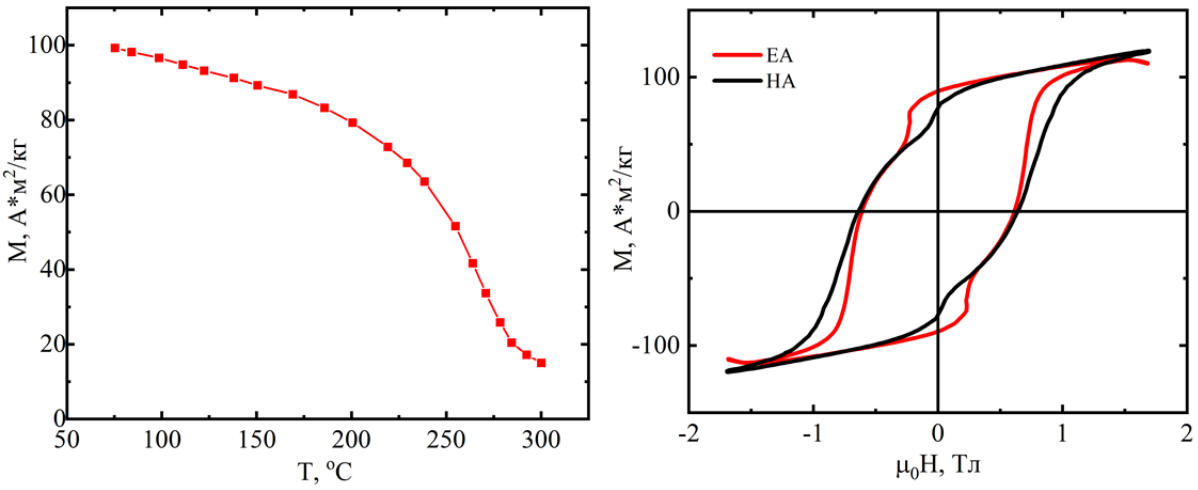


Рис. 1. Принципиальная схема разрабатываемой технологии

Проведя термогравиметрический (ТГ) анализ и дифференциальную сканирующую калориметрию (ДСК), был определен интервал температуры плавления ПВС (190 – 200 °С), данные значения сходятся с литературными [2]. При этом по достижении температуры деструкции (> 200 °С) образуется менее 15 % сажи.

Установлены температуры Кюри (T_c) исходного порошка MQU – T_C = 260 °С (рис. 2, а). Исследование прессованного образца (MQU + ПВС) на вибрационном магнитометре, говорит о наличие текстуры (рис. 2, б). Методом гидростатического взвешивания была определена плотности исходного порошка ρ_1=17,2 г/см^3 и образца после холодного прессования порошка с 44 об. % ПВС ρ_2=2,8 г/см^3. В процессе инфильтрации из газовой фазы поры образца будут заполнены металлическим связующим.

Методами ТГ анализа и ДСК были определены температуры декомпозиции и восстановления для металлических прекурсоров. Так как все прекурсоры на воздухе образуют кристаллогидраты, то характерным для каждого является наличие пиков теплового потока в интервале температур 90 – 150 °С.



а *б*

Рис. 2. Исследования образцов на вибрационном магнитометре: а – температурная зависимость M(T) исходного порошка; б – полевые зависимости M(H) порошка после прессования, измеренные вдоль и перпендикулярно оси текстуры

Восстановление нитрата диспрозия и ацетилацетоната проходит при температуре 375 °C, ацетилацетоната железа при 220 °C, фторида железа при температуре около 550 °C. Полученные значения использовались в ряде экспериментов по осаждению металлического покрытия на подложке из Si/SiO (табл. 1).

Таблица 1. Исходные параметры

№	Прекурсор	Температура печи, °C	Время выдержки, мин	P, мбар	Ar	H_2
1	$Dy(NO_3)_3$	600	60	10^{-1}	+	+
2	$Dy(CH_3COO)_3$	250	60	10^{-1}	–	–
3	$Fe(C_5H_7O_2)_3$	480	60	10^{-1}	+	+
4	FeF_3	800	60	10^{-1}	+	+

Эксперимент по осаждению покрытия из диспрозия с использованием прекурсора №1 сопровождался разложением на воду, пары азотной кислоты и оксида диспрозия. Процесс возгонки не наблюдался, о чем свидетельствуют данные энергодисперсионного анализа подложек. Также как и в первом случае, эксперимент с использованием прекурсора №2 прошел без осаждения металлического слоя на подложке. Исходный порошок ацетилацетонат диспрозия разложился до оксида с некоторым количеством углерода.

В случае прекурсора №3 на кварцевой трубке и подложках образовалось стойкое покрытие оксида железа с большим количеством сажи, которая была удалена в процессе отжига в атмосфере кислорода. Осаждение пленки также наблюдалось при эксперименте с прекурсора №4. Энергодисперсионный анализ подложек говорит о наличии на поверхности частиц железа. Дальнейшие эксперименты будут заключаться в отработке процесса осаждения металлического связующего в поры исходного образца.

Список использованных источников:

1. Coey J. M. D. Magnetism and Magnetic Materials. – Cambridge, U.K.: Cambridge University Press, 2010, – 624 p.

2. Ушаков, С. Н. Поливиниловый спирт и его производные. – М.: Издательство АН СССР, 1960. – 324 с.

УДК 542.9 + 537.621.39

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА ЖЕЛЕЗНЫХ ПОРОШКОВ С ПОЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ, ПОЛУЧЕННЫМИ МЕТОДОМ УЛЬТРАЗВУКОВОГО СПРЕЙ-ПИРОЛИЗА

Артёмова А.В.

аспирантка 1 г/о, инженер,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Маклаков С.С.

к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Ширяев А.О.

аспирант 4 г/о, младший научный сотрудник
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Осипов А.В.

научный сотрудник,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Набоко А.С.

к. х. н., старший научный сотрудник,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Петров Д.А.

научный сотрудник,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Долматов А.В.

магистр,
Московский физико-технический институт

Аннотация. *В работе описан двухстадийный синтез порошков на основе Fe, покрытых тонкой оболочкой SiO_2. Рассматриваются изменения магнитных характеристик и особенности СВЧ материальных параметров, зависимых от увеличения среднего размера частиц Fe и наличия тонкой диэлектрической оболочки. Полученные ферромагнитные порошки с оболочкой SiO_2 могут использоваться для индукторов и конструкций для защиты от электромагнитных помех.*

Ключевые слова: *полые частицы ядро-оболочка, ультразвуковой спрей-пиролиз, процесс Штобера, магнитный гистерезис, магнитная проницаемость*

SYNTHESIS AND PROPERTIES OF HOLLOW IRON POWDERS OBTAINED *VIA* ULTRASONIC SPRAY-PYROLYSIS TECHNIQUE

Artemova A.V.

PhD student., engineer,
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Maklakov S.S.

PhD, senior researcher
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Shiryaev A.O.

PhD student., junior researcher,
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Osipov A.V.

researcher
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Naboko A.S.

PhD, senior researcher,
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Petrov D.A.

researcher
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Dolmatov A.V.

master of science
Moscow Institute of Physics and Technology

Annotation. *The paper describes a two-stage synthesis of Fe-based powders coated with a thin SiO_2 shell. The consideration is given to variations in magnetic and microwave features depending on the size of Fe particles and thickness of the thin shell. The prepared ferromagnetic powders with SiO_2 shells can be applied for inductors and electromagnetic interference shielding designs.*

Keywords: *hollow core-shell particles, ultrasonic spray pyrolysis, Stöber process, magnetic hysteresis, microwave permeability*

Экспериментальное исследование СВЧ магнитной проницаемости ферромагнитных порошков с частицами различного форм-фактора является актуальной фундаментальной задачей.

Сочетанием методов ультразвукового спрей-пиролиза и восстановления в токе водорода, из растворов соли $Fe(NO_3)_3$ с концентрацией 10 [1] и 20 масс.%, было получено порошковое железо (далее образцы F1 и F2, по концентрации исходного раствора). Образцы состоят из сферических полых частиц с толщиной стенки ~ 100 нм и средним размером 0,7 (F1) и 2 (F2) мкм. По данным рентгенофазового анализа, образцы содержат преимущественно α-Fe и примеси Fe_2O_3 (F1) и Fe_3O_4 (F2).

Для предотвращения электрических контактов частицы порошков F1 и F2 были

покрыты защитной оболочкой SiO_2 [1, 2]. По данным электронной микроскопии, толщина оболочки оценивается в 100 нм. При этом, доля SiO_2 в таком порошке может достигать 50 об.%, за счёт индивидуальных частиц диэлектрика.

При помощи прибора синхронного термического анализа *Netzsch STA 449 F3* было выполнено экспериментальное определение точки Кюри. Измерения проводили в инертной среде при нагреве образцов в корундовом тигле до 1000 °C со скоростью 10 °C/мин. Полученные порошки не демонстрируют ни плавления, ни спекания до 1000 °C. Температура Кюри образцов составляет 767 °C, что на 3 °C ниже табличного значения для железа. Как известно из литературы, температура Кюри для ферромагнетиков уменьшается при уменьшении размера частиц. При среднем размере кристаллита 20 нм в исследованном порошке, отличие измеренного параметра укладывается в ожидаемую величину.

Насыпная плотность полученных порошков составила 6,1 (F1) и 6,7 (F2) г/см^3, что на 22–14 % меньше, чем измеренная насыпная плотность для карбонильного железа Р-20. Возникновение оболочки приводит к снижению насыпной плотности порошка до 3,5 г/см^3 за счёт существенной доли SiO_2.

Намагниченность насыщения полученных материалов F1 и F2 составляет 180 и 100 emu/g, а коэрцитивная сила – 157 и 200 Э, соответственно. Нанесение диэлектрического покрытия SiO_2 уменьшает намагниченность насыщения примерно на 15 %. Порошок подвергается холодному прессованию, диски для исследования при помощи вибрационного магнитометра были прессованы без связующего.

Комплексные диэлектрическую и магнитную проницаемости исследовали с помощью метода Николсона-Росса-Уира [1, 2] с использованием воздушной коаксиальной линии. Для измерений в диапазоне частот 0,1–20 ГГц приготовили композиты с парафиновой матрицей с наполнением 66 масс.%. Характер частотных зависимостей магнитной проницаемости образца F1 подобен свойствам коммерческого карбонильного железа Р-20, в то время как образец F2 имеет единственный добротный максимум магнитных потерь.

Дальнейшее исследование магнитных порошков с полыми частицами другого размера или состава может дать экспериментальный материал для разделения вкладов различных физических явлений в СВЧ магнитную проницаемость композиционных материалов.

Список использованных источников:

1. Kosevich A. V. et al. Low Weight Hollow Microspheres of Iron with Thin Dielectric Coating: Synthesis and Microwave Permeability // Coatings. – 2020. – V. 10. – No. 10. – P. 995.

2. Maklakov S. S. et al. Corrosion-resistive magnetic powder Fe@SiO_2 for microwave applications // Journal of Alloys and Compounds. – 2017. – V. 706. – P. 267-273.

УДК 538.955

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Mn_2ScZ (Z = Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sn, Sb) С ПЕРЕКЛЮЧАЕМЫМ ПОВЕДЕНИЕМ

Байгутлин Д. Р.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Мирошкина О. Н.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Соколовский В. В.

д.ф.-м.н., доцент, профессор кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Бучельников В. Д.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Аннотация. *Работа посвящена исследованию сплавов Гейслера семейства Mn2ScZ (Z = Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sn, Sb) в рамках теории функционала плотности с мета-GGA аппроксимацией обменно-корреляционного потенциала, и предсказанию среди них тех, в которых возможен переход из полуметаллического состояния в металлическое. Данный эффект может быть применен для разработки настраиваемых спинтронных устройств.*

Ключевые слова: *Теория функционала плотности, мета-GGA, полуметаллы, сплавы Гейслера.*

STUDY OF HEUSLER HALF-METAL ALLOYS Mn_2ScZ (Z = Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sn, Sb) WITH SWITCHABLE BEHAVIOR

Baigutlin D. R.

Junior Researcher of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Miroshkina O. N.

Junior Researcher of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Sokolovskiy V. V.

Dr. Sci. Phys. and Math., Assistant Professor,

Professor of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Buchelnikov V. D.

Dr. Sci. Phys. and Math., Professor, Head of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Annotation. *The work is devoted to the study of Heusler alloys of the Mn2ScZ family (Z = Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sn, Sb) in the framework of the density functional theory with a meta-GGA approximation for the exchange-correlation potential, and the prediction of those among them in which a transition from a semi-metallic state to a metallic one is possible. This effect can be used to develop tunable spintronic devices.*

Keywords: *Density functional theory, meta-GGA, half-metals, Heusler alloys.*

В связи с ростом требований к производительности вычислительных машин и приближению к физическим пределам традиционной электроники, все более и более актуальными становятся исследования в области спинтроники. Для хранения и обработки информации в спинтронных устройствах используется собственный момент электрона - спин, и связанный с ним магнитный момент. При использовании спина для кодирования информации достигается большая скорость передачи и обработки информации, по сравнению с таковой для электроники. Благодаря этому возможно создание новых типов запоминающих устройств, таких как магнитоэлектрические устройства оперативной памяти со случайным доступом (MRAM) [1] и датчиков магнитного поля. Эффективность спинтронных устройств напрямую связана с эффективностью инжекции спина от электродов к полупроводникам, а также степенью их спиновой поляризации. Спин-поляризованные электроны могут быть получены в немагнитных материалах посредством следующих методов [2]: инжекция спина из ферромагнетика, магнитное поле, электрическое поле, приложение электромагнитной волны, зеемановское расщепление, спиновая движущая сила, тепловой градиент и механическое вращение. Одним из наиболее распространенных методов является спиновая инжекция из ферромагнитного материала, например, обычных ферромагнитных металлов (Fe, Co, Ni и Gd) или полуметаллических ферромагнетиков. В литературе имеется информация о предсказании полуметаллического поведения для различных типов материалов, таких как магнитные оксиды [3], разбавленные полупроводники на основе магнитных соединений III-V группы периодической таблицы [4] и сплавы Гейслера [5]. Из всех перечисленных материалов сплавы Гейслера являются наиболее перспективными из-за их высокой температуры Кюри (T_C) и варьируемой электронной структуры.

Одним из семейств полуметаллических сплавов Гейслера являются сплавы на основе Mn. Типичными примерами являются Mn_2VAl, Mn_2VSi, Mn_2FeZ (Z = Al, Sb), Mn_2CoZ (Z = Al, Ga, Si, Sb), Mn_2CuSb, Mn_2ZrSi, некоторые из них синтезированы экспериментально [6, 7]. Так в работе [8] рассмотрены сплавы Гейслера Mn_2CoZ (Z = Al, Ga, Si, Ge, Sb) и обнаружена связь между стабильностью структур X_A (№ 216) и $L2_1$ (№ 225) и элементом Z основной группы. В случае Z = Al, Ga, структура X_A более стабильна, тогда как при Z = Si, Ge, Sb выгодной становится прямая $L2_1$ структура. Интересно, что полуметаллический характер сплавов Mn_2CoSi, Mn_2CoGe и Mn_2CoSb устойчив и нечувствителен при смены структуры типа $L2_1$ на X_A. Однако для Mn_2CoAl и Mn_2CoGa полуметаллический характер исчезает при переходе из структуры X_A в $L2_1$.

Важно отметить, что понимание сложной магнитной структуры из-за присутствия d-электронов имеет решающее значение. Сплавы Гейслера на основе переходных металлов включают сильно коррелированные электроны, которые не учитываются в рамках традиционной теории функционала плотности (DFT) и приближения обобщенного градиента (GGA). В связи с этим, в настоящей работы будет использован функционал нового поколения SCAN [9], учитывающий не только градиент электронной плотности, но и плотность кинетической энергии.

Целью данной работы является предсказание новых полуметаллических материалов на основе сплавов Гейслера семейства Mn_2ScZ (Z = Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sn, Sb) с оптимальным составом для применения в устройствах спинтроники.

Геометрическая оптимизация решетки проведена в рамках Теории функционала плотности с использование подхода присоединенных плоских волн реализованной в программном пакете VASP. Обменно-корреляционные эффекты учитываются с помощью функционалов GGA-PBE и meta-GGA SCAN [9]. k-сетка генерировалась автоматически по схеме Монхорста-Пака и составляла 11 × 11 × 11 k-точек для релаксации, и сетка 25 × 25 × 25 k-точек для точных вычислений плотности электронных состояний состояний (DOS) и зонной структуры. Энергия обрезки плоских волн составляла 800 эВ, а параметр сходимости по энергии равнялся 10^{-8} эВ/атом

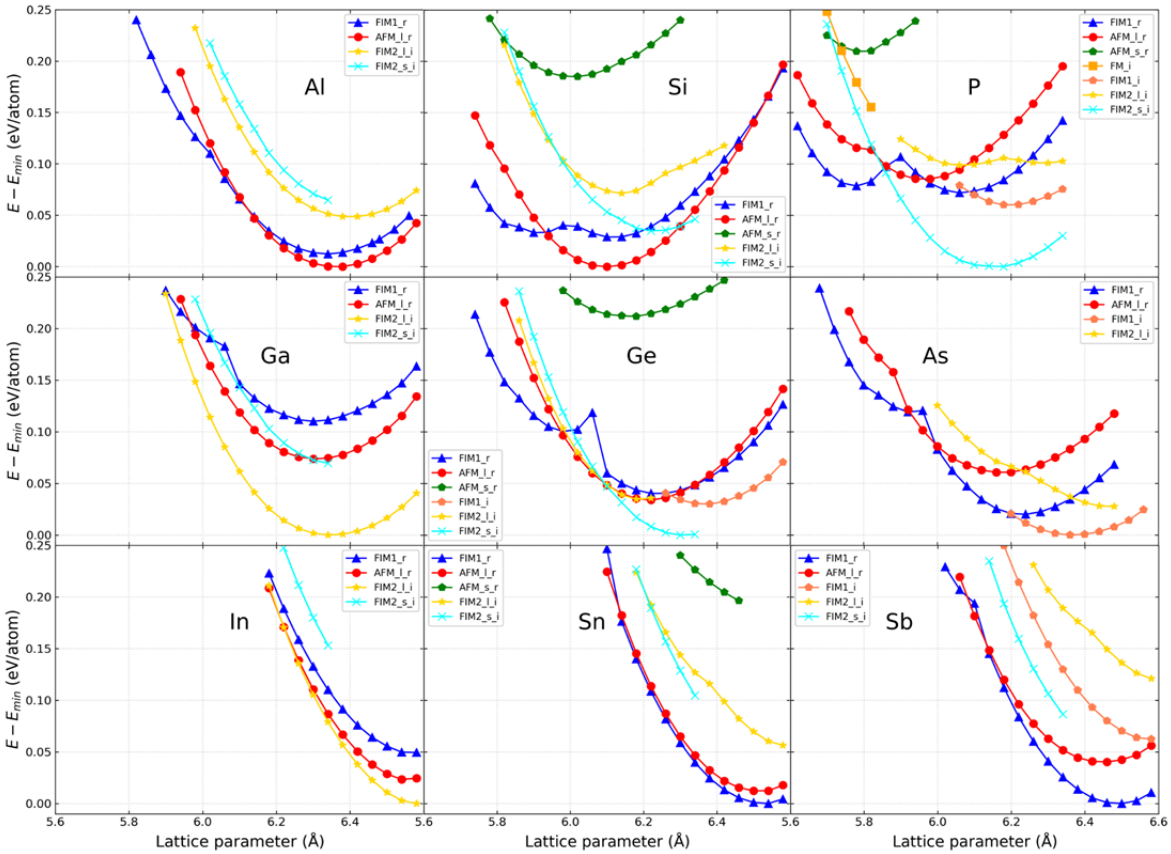


Рис. 1. Зависимость разницы энергии от параметра решетки в сплавах Mn_2ScZ (Z = Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sn, Sb) для решетки $L1_2$ и X_A и различных типах магнитного упорядочения.

Рис 1. Показывает зависимость энергии, нормированной на минимальную энергию для данной композиции от параметра решетки для решеток $L1_2$ и $L1_2$ имеющих ферромагнитное FM, ферромагнитное FIM или антиферромагнитное упорядочение (AFM). Для большинства сплавов, кроме Z = Si, Sn, Sb, выгодной является решетка X_A. Также видно, что равновесный параметр решетки увеличивается при переходе к следующему ряду таблицы Менделеева, и остается практически постоянным в рамках одного периода, скорее всего это связано с увеличением атомного радиуса Z элемента.

Наиболее интересное поведение наблюдается для Mn_2ScSi и Mn_2ScP в FIM_1 состоянии. Данные кривые имеют два, почти вырожденных, локальным минимума, один из которых имеет маленький магнитный момент (LMS), удовлетворяющий правилу Слейтера-Поллинга, в то время как второй минимум имеет большой магнитный момент (HMS). Например для Mn_2ScSi полный магнитный момент LMS μ_{tot}= 3 μ_B/ф.е., а для HMS μ_{tot}= 5.8 μ_B/ф.е.

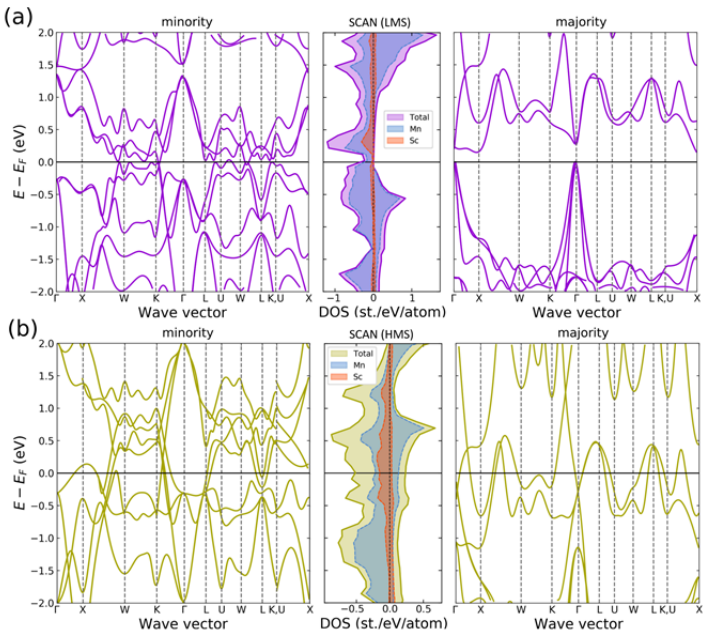


Рис. 2.Зонная структура и плотность электронных состояний сплава Mn2ScSi для HMS (a) и LMS (b).

Для описания электронной структуры, на Рис. 2 приведены спин-поляризованные зонные структуры и плотность электронных состояний. Спин-вниз зоны для LMS состояния пересекают уровень Ферми (E_F), в то время как со спин-вверх зоны демонстрируют четкую запрещенную зону около E_F. Сплав имеет прямую Г-Г энергетическую щель, величина которой, в рамках SCAN, составляет 0.32 эВ. При переходе в HMS сплав становится металлом. Таким образом, можно переключать поведение путем равномерного сжатия/расширения кристаллической решетки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Челябинской области в рамках научного проекта №20-42-740006.

Список использованных источников:

1. Zhang H., Kang W., Cao K., Wu B., Zhang Y., Zhao W. Spintronic processing unit in spin transfer torque magnetic random access memory / IEEE Transactions on Electron Devices. – 2019. – Т. 66. – №. 4. – С. 2017-2022.
2. Hirohata A., Takanashi K. Future perspectives for spintronic devices / Journal of Physics D: Applied Physics. – 2014. – Т. 47. – №. 19. – С. 193001.
3. Lewis S. P., Allen P. B., Sasaki T. Band structure and transport properties of CrO 2 / Physical Review B. – 1997. – Т. 55. – №. 16. – С. 10253.
4. Akai H. Ferromagnetism and its stability in the diluted magnetic semiconductor (In, Mn) As / Physical Review Letters. – 1998. – Т. 81. – №. 14. – С. 3002.
5. Felser C., Fecher G. H., Balke B. Spintronics: a challenge for materials science and solid-state chemistry / Angewandte Chemie International Edition. – 2007. – Т. 46. – №. 5. – С. 668-699.
6. Ouardi S. et al. Realization of spin gapless semiconductors: The Heusler compound Mn 2 CoAl / Physical Review Letters. – 2013. – Т. 110. – №. 10. – С. 100401.
7. Xin Y. et al. Competition of X_A and $L2_1$ B ordering in Heusler alloys Mn_2CoZ (Z= Al, Ga, Si, Ge and Sb) and its influence on electronic structure / Intermetallics. – 2017. – Т. 80. – С. 10-15.
8. Ren Z. et al. Site preference and electronic structure of Mn2RhZ (Z= Al, Ga, In, Si, Ge, Sn, Sb): a theoretical study / Mater. Sci.-Pol. – Т. 34. – 2016.
9. Sun J., Ruzsinszky A., Perdew J. P. Strongly constrained and appropriately normed semilocal density functional /Physical Review Letters. – 2015. – Т. 115. – №. 3. –С. 036402.

УДК 537.9

МАГНЕТИЗМ *SP*-ЛЕГИРОВАННОГО ТИТАНАТА БАРИЯ И ЕГО ПРОИСХОЖДЕНИЕ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ *AB INITIO* МОДЕЛИРОВАНИЯ

Банников В.В.

к.х.н., с.н.с. лаборатории квантовой химии и спектроскопии,

Институт химии твердого тела УрО РАН

Аннотация. *С привлечением первопринципного зонного метода LAPW выполнено систематическое исследование электронного строения sp-легированного (азотом, фтором) и/или нестехиометрического титаната бария. Рассмотрены различные модели дефектов, обсуждено их влияние на электронные и магнитные свойства оксида, а также, какие из них могут быть ответственными за d^0-ферромагнетизм в системе.*

Ключевые слова: *d^0-магнетизм, зонная структура, легирование, ab initio моделирование*

MAGNETISM OF SP-SUBSTITUTED BARIUM TITANATE AND ITS ORIGIN ACCORDING TO AB INITIO MODELING

Bannikov V.V.

PhD., Senior researcher of the Laboratory of quantum chemistry and spectroscopy,

Institute of Solid State Chemistry, Ural Branch of RAS

Annotation. *Employing the ab initio band method LAPW a systematic study of the electronic structure of sp-doped (by nitrogen, fluorine) and/or non-stoichiometric barium titanate was performed. Various models of defects were considered, and their influence on the electronic and magnetic properties of the oxide was discussed, as well as which of them could be responsible for d^0-ferromagnetism in the system.*

Keywords: *d^0-magnetism, band structure, implantation, ab initio modeling*

Согласно концепции d^0-ферромагнетизма [1], магнитное состояние твердого тела может быть обусловлено не только содержанием атомов с открытыми *d*- и *f*-оболочками, но в ряде случаев еще и внедрением в изначально диамагнитную кристаллическую матрицу так называемых *sp-дефектов*. К последним относятся, например, структурные вакансии, так, в оксидах CaO, HfO_2, SnO_2 и ряде других присутствие катионных или анионных вакансий приводит к формированию на ближайших к дефекту атомах локальных магнитных моментов и в ряде случаев - к магнитному упорядочению (т.н. *вакансионно-индуцированный магнетизм*). Другой их разновидностью являются атомы легких *sp*-элементов (бор, углерод, азот), внедряемые в кислородную подрешетку широкозонных диамагнитных оксидов, таких как MgO, BeO, ZnO, La_2O_3 и т.д. В этом случае магнетизм легированного соединения обуславливается появлением в запрещенной щели (ЗЩ) сравнительно узких и частично заполненных примесных *sp*-зон, претерпевающих значительное обменное расщепление (вследствие высокой плотности электронных состояний на уровне Ферми, $D(E_F)$, удовлетворяется критерий Стонера зонного ферромагнетизма). Экспериментально d^0-ферромагнетизм наблюдался, к примеру, в нестехиометрических пленках анатаза $TiO_{2-\delta}$, в легированных азотом пленках SrO, в нанокристаллах $BaTiO_{3-\delta}$, а также легированных азотом $SrTiO_3$ и $BaTiO_3$ (BTO). В недавней публикации [2] сообщалось об успешном синтезе образцов BTO, (со)легированных азотом

и/или фтором, а также об обнаружении у них ферромагнетизма при комнатной температуре. Последний, по мнению авторов, отчасти можно объяснить появлением в кристалле некоторого количества катионов Ti^{3+} ($3d^1$) вследствие нестехиометрии и гетеровалентного замещения. В то же время, в вопросе о происхождении d^0-магнетизма в *sp*-легированном ВТО остается много неясных моментов, к примеру, недостаточно информации о *сравнительном* влиянии на его магнитные и электронные свойства возможных типов дефектов и, соответственно, не вполне ясно, какие из них являются предпочтительными для улучшения функциональных характеристик материала. В данной работе, на основании результатов расчетов зонной структуры (с привлечением *ab initio* метода FP-LAPW), выполнено систематическое исследование электронного строения *sp*-легированного ВТО, содержащего различные типы дефектов (примесные центры N, F, кислородные вакансии), а также их комбинации – с целью выяснить их *совместное* влияние на электронные и магнитные свойства соединения, в частности, какие из них можно считать ответственными за d^0-магнетизм в ВТО. Основные результаты можно систематизировать следующим образом:

N, F – легированный ВТО (без кислородных вакансий):

Внедрение азота в кислородную подрешетку ВТО (моделировалась система $BaTiO_{2.875}N_{0.125}$) приводит, с одной стороны, к частичному опустошению валентной полосы (O: $2s^22p^4$, N: $2s^22p^3$), а с другой - к появлению в ЗЩ ВТО сравнительно узкой примесной зоны, сформированной преимущественно N-2*p* состояниями (*Рис.1*), которая оказывается заполненной лишь частично и претерпевает спонтанную спиновую поляризацию. При этом подзона «*спин вверх*» оказывается лежащей ниже E_F (сливаясь с валентной полосой исходной матрицы ВТО), а подзона «*спин вниз*» пересекает E_F вблизи пика плотности состояний (DOS), таким образом $D\uparrow(E_F)=0$, $D\downarrow(E_F)\neq0$, и спиновая поляризация электронов проводимости $SP=|D\uparrow(E_F)-D\downarrow(E_F)|/(D\uparrow(E_F)+D\downarrow(E_F))$ составляет 100 %, т.е. N-легированный ВТО представляет собой т.н. *магнитный полуметалл* [3]. Полный магнитный момент (ММ) в расчете на ячейку, содержащую один примесный атом азота, имеет целочисленное значение 1.00 μ_B, при этом ММ, локализованные на атомах азота, составляют ~0.49 μ_B, небольшие ММ индуцируются также на атомах титана и кислорода, давая для ячейки в целом вклады ~0.07 μ_B и ~0.37 μ_B, соответственно. Для наглядности на *Рис.1* также представлена карта распределения спиновой плотности ($\rho\uparrow-\rho\downarrow$) в (100) плоскости ВТО. В результате легирования ВТО фтором (система $BaTiO_{2.875}F_{0.125}$) имеет место образование узких F-2*p* зон, лежащих ниже валентной полосы ВТО и, соответственно, заполненных, привносимый примесью избыток электронной концентрации приводит просто к частичному заполнению зоны проводимости, не сопровождающемуся ее спиновой поляризацией (т.к. величина $D(E_F)$ сравнительно невелика). Т.е. фтор играет роль обычного электронного допанта, и легирование им не приводит к локальному магнетизму в ВТО. Более интересной представляется ситуация *солегирования* ВТО азотом и фтором (система $BaTiO_{2.750}N_{0.125}F_{0.125}$), в этом случае также имеет место формирование примесной N-2*p* зоны в ЗЩ ВТО, однако вследствие привносимого фтором избытка электронной концентрации последняя оказывается заполненной и не претерпевает спинового расщепления. Можно ожидать, что варьирование соотношения концентраций N/F позволит регулировать степень заполнения N-2*p* зоны и при определенной его величине добиться значения $D(E_F)$, достаточного для удовлетворения критерия Стонера, но в то же время из *Рис.1* ясно, что последнее не превышает $D(E_F)$ для ВТО, легированного одним азотом. Таким образом, можно сделать вывод, что присутствие фтора в кислородной решетке ВТО является неблагоприятным фактором для d^0-ферромагнетизма в системе.

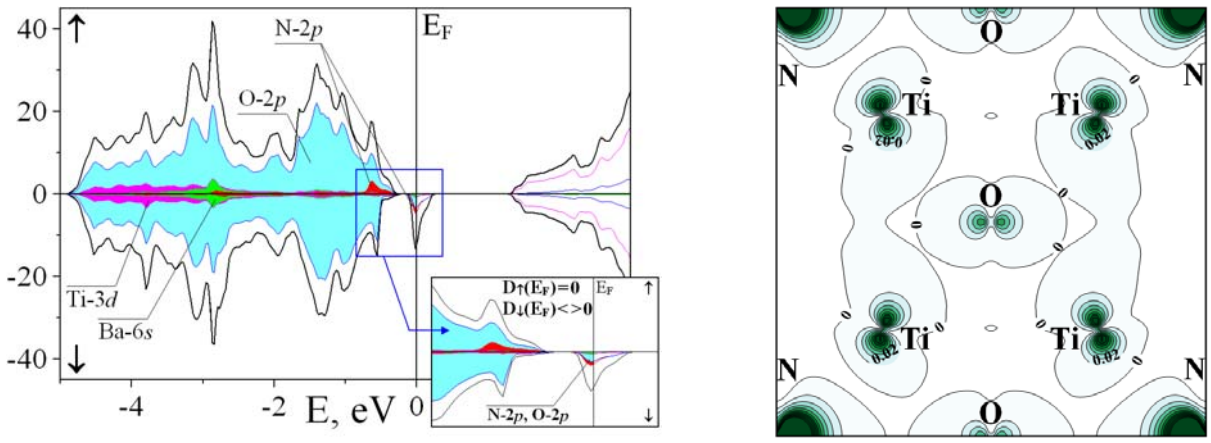


Рис.1. Полные и парциальные DOS (слева) и карта распределения спиновой плотности в (100) плоскости (справа) легированного азотом BTO.

Нестехиометрический BTO (без sp-примесей):

В легированных перовскитах кислородная нестехиометрия может выступать как механизм зарядовой компенсации и как фактор, благоприятствующий фазовой стабильности. Присутствие вакансий в кислородной подрешетке BTO (система $BaTiO_{2.875}$) приводит к появлению в ЗЩ дополнительной зоны (*Рис.2,* обозначена как *PW*), образованной состояниями, характеризуемыми как *вакансионно-индуцированные* (ВИ, механизм происхождения последних достаточно сложен, однако находит качественное объяснение в модели, где связанное с вакансией возмущение полагается локализованным и существенно влияет лишь на малую часть электронных состояний, «выталкивая» их в ЗЩ). Эта зона оказывается частично заполненной и претерпевает существенное обменное расщепление, в результате чего основное состояние нестехиометрического BTO оказывается магнитным. Однако распределение спиновой плотности при этом оказывается качественно иным: имеет место образование так называемых «*спиновых капель*» вокруг позиций вакансий (*Рис.2*), т.е. спиновая плотность «накапливается» внутри пустот в позициях кислорода, а также на ближайших к ним атомах титана, формируя своеобразные «*капли*», ориентированные вдоль осей C_4. Суммарный ММ в расчете на ячейку, содержащую одну вакансию, составляет ~1.09 μ_B, более 50 % его сконцентрировано вокруг позиции вакансии, на ближайших к ней атомах титана индуцируются ММ ~0.15 μ_B, ММ остальных атомов имеют величину на порядок меньшую, в то же время спиновая поляризация электронов проводимости оказывается сравнительно слабой (*SP*~11 %). Таким образом, кислородная нестехиометрия благоприятствует d^0-магнетизму в BTO, однако случайные поля (вследствие неупорядоченности дефектов) могут видоизменять структуру ВИ уровней и приводить к немагнитному основному состоянию.

N, F – легированный и нестехиометрический BTO:

Легирование фтором нестехиометрического BTO (система $BaTiO_{2.75}F_{0.125}$) не приводит к принципиальному изменению представленного на *Рис.2* электронного спектра системы, и в этом случае фтор также играет роль обычного электронного допанта, регулирующего степень заполнения ВИ зоны, в результате имеет место лишь вариация полного ММ системы в диапазоне ~0.8 – 1.3 μ_B (в расчете на ячейку, содержащую один атом F) - в зависимости от позиции атома F в ячейке по отношению к вакансии. Гораздо более интересная ситуация имеет место при легировании азотом (система $BaTiO_{2.75}N_{0.125}$): в зависимости от позиции атома допанта по отношению к кислородной вакансии (рассматривались «*ближняя модель*» - атом N и вакансия находятся в соседних позициях кислорода, разделенных атомом Ti, и «*дальняя*» - на большем расстоянии) в системе может реализовываться состояние магнитного полупроводника либо магнитного металла (*Рис.3*). Для «*ближней модели*» в ЗЩ BTO образуются как примесная N-2*p* зона (заполнена), так и ВИ зона, заполненная лишь частично и претерпевающая спиновую поляризацию, азот в данном случае просто выступает в роли ды-

рочного допанта, регулируя степень заполнения последней; система характеризуется полным ММ ~ 1.00 μ_B. В случае «*дальней модели*» имеет место достаточно сложная суперпозиция ВИ состояний с примесными N-2*p* состояниями, в результате которой формируется электронный спектр, характерный для магнитного полупроводника (с различной шириной ЗЩ для подзон «*спин вверх/вниз*»), и полный ММ системы составляет ~ 0.92 μ_B. Следует отметить, что в обеих моделях ММ на примесных атомах азота пренебрежимо малы, а большая часть спиновой плотности сконцентрирована в окрестности позиции вакансии и на ближайших к ней атомах титана. Таким образом, *sp*-легирование нестехиометрического ВТО может регулировать количественные характеристики d^0-магнетизма (ММ, *SP*) в системе и в ряде случаев приводить к качественной перестройке ее электронного спектра.

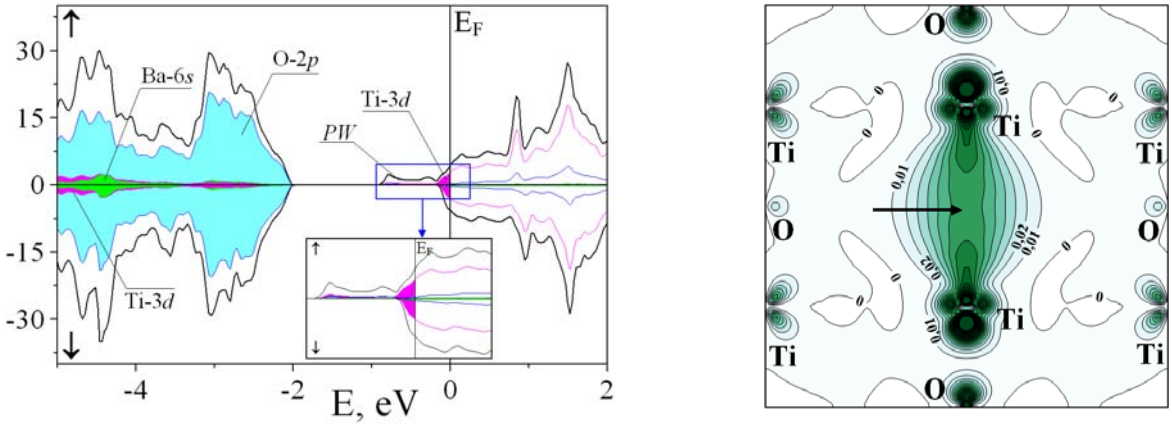


Рис.2. Полные и парциальные DOS (слева) и карта распределения спиновой плотности в (200) плоскости (справа) нестехиометрического ВТО. Стрелкой показана позиция вакансии.

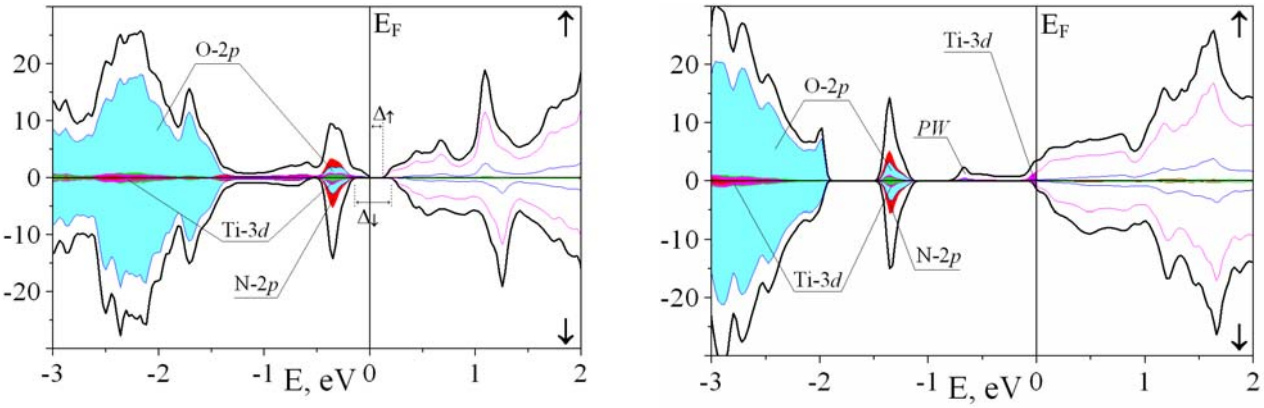


Рис.3. Полные и парциальные DOS легированного азотом нестехиометрического ВТО для «дальней» (слева) и «ближней» (справа) моделей вакансии.

Ранее полагалось, что магнитное поведение *sp*-легированного ВТО можно объяснить присутствием некоторого количества катионов $Ti^{3+}(3d^1)$, однако ни расчеты эффективных атомных зарядов (в схеме Бейдера), ни оценки величин ММ, локализованных на атомах титана в различных позициях, не подтвердили это допущение в рассмотренных моделях.

Работа выполнена в соответствии с государственным заданием Института химии твердого тела УрО РАН (тема № АААА-А19-119031890025-9).

Список использованных источников:

1. Coey J.M.D. d^0-ferromagnetism / Sol. St. Sci. – Vol. 7. 2005. – P. 660.
2. Yoon S., Son K., Ebbinghaus S.G., Widenmeyer M., Weidenkaff A. / Ferromagnetism in nitrogen and fluorine substituted $BaTiO_3$. / J. All. Comp. –Vol. 749. 2018. – P. 628.
3. De Groot R.A., Mueller F.M., van Engen P.G., Buschow K.H.J. New class of materials: Half-metallic ferromagnets / Phys. Rev. Lett., – Vol. 50. 1938. – P. 2024.

УДК 537.622.6:537.624

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ ФАЗ ЛАВЕСА $TbFe_2Mn_x$

Барташевич А.М.

инженер, Институт физики металлов УрО РАН, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Герасимов Е.Г.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт физики металлов УрО РАН, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Терентьев П.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики металлов УрО РАН, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Инишев А.А.

научный сотрудник, Институт физики металлов УрО РАН, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Гавико В.С.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт физики металлов УрО РАН, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Мушников Н.В.

д.ф.-м.н., академик РАН, директор института, Институт физики металлов УрО РАН, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия

Аннотация. *В данной работе исследована магнитокристаллическая анизотропия в нестехиометрических фазах Лавеса $TbFe_2Mn_x$. Были посчитаны константы анизотропии из закона приближения к магнитному насыщению и по работе намагничивания. Показано, что с ростом содержания Mn магнитокристаллическая анизотропия $TbFe_2Mn_x$ уменьшается.*

Ключевые слова: *магнитокристаллическая анизотропия, нестехиометрические фаза Лавеса.*

MAGNETIC ANISOTROPY OF NONSTOICHOIMETRIC $TbFe_2Mn_x$ LAVES PHASES

Bartashevich A.M.

engineer, IMP UB RAS, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Gerasimov E.G.

PhD, leader researcher, IMP UB RAS, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Terentev P.B.

PhD, senior researcher, IMP UB RAS, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Inishev A.A.

researcher, IMP UB RAS, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Gaviko V.S.

PhD, leader researcher, IMP UB RAS, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Mushnikov N.V.

Prof., academician, head of institute, IMP UB RAS, Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Annotation. *In this work magnetocrystalline anisotropy of $TbFe_2Mn_x$ was studied. Anisotropy constants were defined by two methods: using the law of approach to magnetic saturation and calculations of magnetization work. It is shown that increase of Mn content cases lowering of magnetocrystalline anisotropy of $TbFe_2Mn_x$.*

Keywords: *magnetocrystalline anisotropy, nonstoichoimetric Laves phase.*

Соединение $TbFe_2$ является магнитным материалом с высоким значением магнитострикции λ_s=1753 ppm при комнатной температуре [1]. Однако высокие значения магнитострикции достигаются только в достаточно сильном магнитном поле с напряженностью 25 кЭ. Если удастся добиться понижения магнитокристаллической анизотропии в $TbFe_2$ при слабом изменении магнитострикции, то это приведет к увеличению магнитострикции в приемлемых для практического применения полях. Существует два способа для достижения данного эффекта: либо замещать Tb другим редкоземельным элементом с противоположным знаком константы магнитокристаллической анизотропии, либо замещать его немагнитным элементом. Первое было сделано в 80-ых годах и привело к созданию высокомагнитострикционного сплава Терфенол-Д ($Tb_{0.3}Dy_{0.7}Fe_2$). Второй способ представлен в данной работе, где в позициях редкоземельного Tb частично замещается на Mn, что возможно в нестехиометрических соединениях [2].

В качестве объектов исследования были выбраны нестехиометрические соединения $TbFe_2Mn_x$ обладающие кубической кристаллической решеткой типа $MgCu_2$ (пространственная группа Fd-3m). Измерения кривых намагничивания проводились в импульсных магнитных полях с напряженностью до 200 кЭ при T = 4.2 K на поликристаллических образцах в форме шара. Так же был учтен размагничивающий фактор при расчете внутреннего магнитного поля, который для шарообразных образцов равен $N=4\pi/3$.

Для расчета константы анизотропии был использован закон приближения к насыщению, согласно которому процесс намагничивания кубического поликристалла в области приближения к насыщению описывается следующим уравнением [3]:

$$M(H) = M_S\left(1 - \frac{a}{H^2}\right) + \chi_p H \quad (1)$$

$$K_{eff.} = M_s\sqrt{\frac{105}{8}a} \quad (2)$$

где M_s – спонтанная намагниченность, χ_p – восприимчивость парапроцесса, a – константа описывающая вклад магнитной анизотропии, H – магнитное поле, M – намагниченность, $K_{eff.}$ – эффективная константа магнитокристаллической анизотропии.

Используя уравнение (1) можно аппроксимировать измеренные кривые намагничива-

ния и тем самым получить параметр a как показано на (рис. 1) По формуле (2) для соединений кубической симметрии из этого параметра можно рассчитать эффективное значение константы анизотропии $K_{eff.}$.

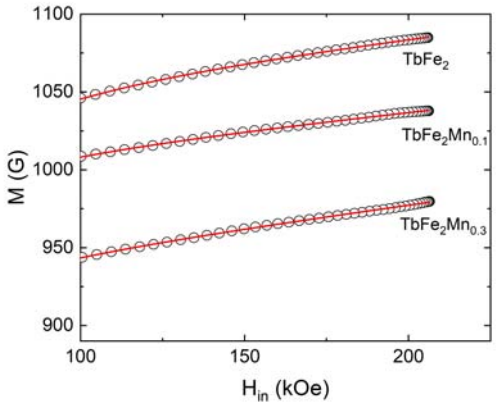


Рис. 1. Кривые намагничивания (окружности) во внутреннем магнитном поле и их аппроксимация по закону приближения к насыщению (линия) при T = 4.2 K для соединений $TbFe_2Mn_x$.

Так же константа анизотропии была рассчитана по работе намагничивания [4]. Высокополевой и восходящий участок кривых намагничивания аппроксимировался линиями, как показано на (рис. 2). Таким образом строилась «идеальная» кривая намагничивания для изотропного образца. Площадь между «идеальной» и экспериментальной кривыми намагничивания соответствует работе намагничивания против сил магнитной анизотропии и пропорциональна константе магнитной анизотропии $K_{eff.}$ (3):

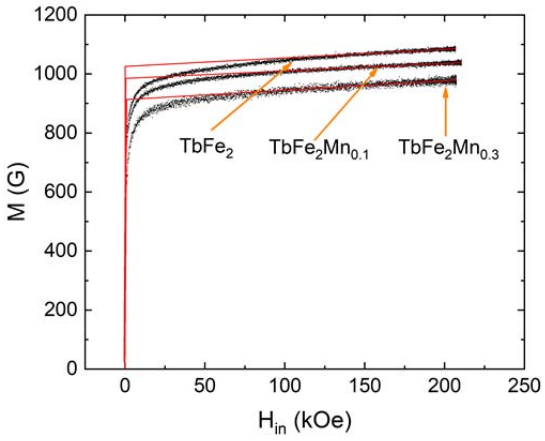


Рис. 2. «Идеальные» (линии) и экспериментальные (точки) кривые намагничивания при T = 4.2 K для соединений $TbFe_2Mn_x$.

$$K_{eff.} = CA \tag{3}$$

где A – работа по перемагничиванию, то есть площадь между «идеальной» и экспериментальной кривыми намагничивания, C – константа. Мы оценили значение константы C по формуле $C = K_{eff.}/A = 11.9$, где $K_{eff.}$ – эффективная константа анизотропии, определенная из закона приближения к насыщению для $TbFe_2$, а A – работа по перемагничиванию для $TbFe_2$. Используя полученное значение C, мы вычислили $K_{eff.}$ для нестехиометрических сплавов из работы намагничивания по формуле (3).

Константа анизотропии, определённая из закона приближения к насыщению, как и работа намагничивания уменьшаются с ростом концентрации Mn (рис. 3). Константы анизо-

тропии, определенные двумя методами близки по величине и убывающую зависимость. В соединении $TbFe_2Mn_x$ за магнитокристаллическую анизотропию отвечает тербий. Понижение анизотропии говорит о том, что Mn в нестехиометрических соединениях $TbFe_2Mn_x$ частично занимает позиции Tb (8a), то есть, уменьшается его удельное содержание в сплаве.

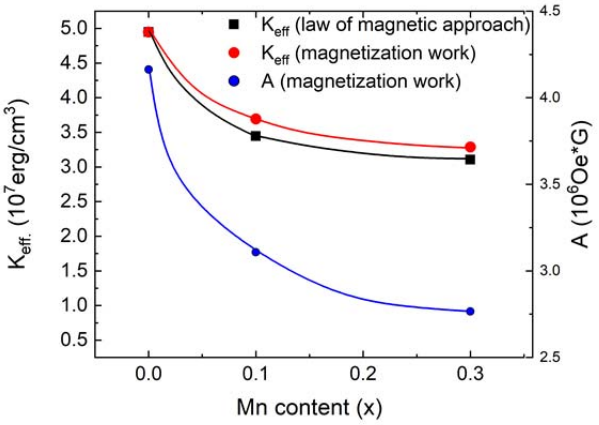


Рис. 3. График зависимости эффективной константы магнитокристаллической анизотропии $K_{eff.}$ посчитанной двумя методами и работы по перемагничиванию при T = 4.2 K от содержания Mn.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 20-42-660008) и правительства Свердловской области.

Список использованных источников:

1. Clark A E. Magnetic and magnetoelastic properties of highly magnetostrictive rare earth-iron laves phase compounds. American Institute of Physics Conference Series, 1974, 18: 1015–1029

2. E.G. Gerasimov, A.A. Inishev , P.B. Terentev, V.A. Kazantsev, N.V. Mushnikov, Magnetostriction and thermal expansion of nonstoichiometric TbCo2Mnx compounds, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 523, (2021), 167628

3. H. Zhang, D. Zeng, Z. Liu, The law of approach to saturation in ferromagnets originating from the magnetocrystalline anisotropy, Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 322, (2010), 2375–2380

4. R.M. Bozorth, Ferromagnetism, IEEE Press, New York, (1993)

УДК 537.622

ПОИСК ФАЗЫ ТЕТРАТЕНИТА В СПЛАВАХ $Fe_{49}Ni_{49}X_2$ (X =Al, Ti), ПОДВЕРГНУТЫХ ИНТЕНСИВНОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Ульянов М.Н.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник, Челябинский государственный университет; научный сотрудник, Балтийский федеральный университет имени И. Канта

Медведская П.Н.

аспирант, лаборант-исследователь, Балтийский федеральный университет имени И. Канта

Шевырталов С.Н.

научный сотрудник, Балтийский федеральный университет имени И. Канта

Богуш М.Ю.

аспирант, лаборант-исследователь, Челябинский государственный университет

Гаврилова М.А.

студентка, лаборант-исследователь, Челябинский государственный университет

Таскаев С.В.

д. ф.-м. н., профессор, Челябинский государственный университет; научный сотрудник управления инновационной деятельности, Южно-Уральский государственный университет (НИУ)

Гундеров Дмитрий Валерьевич

д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник, Институт физики молекул и кристаллов УНЦ РАН

Аннотация. *В работе сообщаются результаты исследований влияния кручения под высоким давлением (КВД) и низкотемпературного отжига на магнитные и структурные свойства сплавов $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$ и $Fe_{49}Ni_{49}Al_2$. Определены основные магнитные и структурные характеристики литых и КВД-образцов. Добавление небольшого количества Ti и Al и последующий низкотемпературный отжиг не приводит к образованию структуры $L1_0$ даже при использовании пластической деформации.*

Ключевые слова: *магнитотвердые материалы, кручение под высоким давлением, пластическая деформация, безредкоземельные металлы, постоянный магнит, низкотемпературный отжиг*

SEARCH FOR THE TETRATAENITE PHASE IN $Fe_{49}Ni_{49}X_2$ (X = Al, Ti) ALLOYS DEFORMED BY SEVERE PLASTIC DEFORMATION

Ulyanov M.N.

Ph.D. Sci., senior researcher, Chelyabinsk State University; senior researcher, Immanuel Kant Baltic Federal University

Medvedskaya P.N.

post-graduate student, laboratory assistant-researcher, Immanuel Kant Baltic Federal University

Shevyrtalov S.N.
senior researcher, Immanuel Kant Baltic Federal University

Bogush M.Y.
post-graduate student, laboratory assistant-researcher, Chelyabinsk State University

Gavrilova M.A.
student, research laboratory assistant, Chelyabinsk State University

Taskaev S.V.
Ph.D. Sci., professor, Chelyabinsk State University; senior researcher, Innovation Management, South Ural State University (NRU)

Gunderov D.V.
Ph.D. Sci., senior researcher, Institute of Physics of Molecules and Crystals, USC RAS

Annotation. *In this work the results of studies of influence of high-pressure torsion (HPT) and low-temperature annealing on magnetic and structural properties of $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$ and $Fe_{49}Ni_{49}Al_2$ alloys are reported. The main magnetic and structural characteristics of bulk and HPT samples have been determined. The addition of a small amount of Ti and Al and subsequent low-temperature annealing does not lead to the formation of the $L1_0$ structure after plastic deformation.*

Keywords: *hard magnetic materials, high pressure torsion, plastic deformation, rare earth free metals, permanent magnet, low temperature annealing.*

Развитие альтернативных постоянных магнитов, не содержащих редкоземельных элементов, является актуальной задачей. Сплавы на основе Fe являются одними из многообещающих кандидатов в качестве безредкоземельных соединений для производства постоянных магнитов. Так тетратенит – сплав FeNi с фазой $L1_0$ – представляет собой природный безредкоземельный постоянный магнит, магнитные свойства которого сопоставимы со свойствами наиболее распространенных современных постоянных магнитов на основе $Nd_2Fe_{14}B$. Однако, для формирования фазы $L1_0$ из фазы A1 необходимы миллиарды лет без каких-либо внешних воздействий [1]. В силу сложности получения такой фазы магнитные свойства тетратенита мало изучены.

На сегодняшний день в международной печати существует несколько статей о попытках синтезирования магнитотвердой $L1_0$ фазы в лабораторных условиях [2–4]. В теоретической работе [5] показано, что в системах $Fe_{2-x-y}Ni_xM_y$ (M = Al, P, S, Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co) легирование различными элементами может стабилизировать структуру, увеличить количество $L1_0$ фазы в родительской матрице сплава FeNi.и улучшить магнитные свойства.

В данной работе мы сообщаем о магнитных и структурных свойствах $Fe_{49}Ni_{49}X_2$ (X = Al, Ti) сплавов, подвергнутых интенсивной пластической деформации (ИПД) методом КВД, а также о результате низкотемпературного отжига, ускоряющего образование фазы $L1_0$.

Для исследований были синтезированы следующие сплавы: $Fe_{50}Ni_{50}$, $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$, $Fe_{49}Ni_{49}Al_2$. Все сплавы изготавливались из чистых химических элементов методом аргон-дуговой плавки. Многократная переплавка с последующим гомогенизирующим отжигом выполнялась для увеличения степени однородности изготавливаемого сплава. ИПД проводилась КВД при комнатной температуре. Прилагаемое давление равнялось 6 ГПа. Общее число витков бойков для каждого из образцов составляло n = 5. Диаметр бойков составлял 10 мм. Толщина пластически деформированных образцов равнялась примерно 200 мкм.

Результаты рентгеноструктурного анализа исследуемых сплавов, проведенные на рентгеновском дифрактометре Rigaku Ultima V с использованием CuKα-излучения, до и после КВД для $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$ приведены в работе [6]. Для сплава $Fe_{49}Ni_{49}Al_2$ рентгенограмма практически идентична за исключением незначительного изменения интенсивности пиков.

Незначительное увеличение параметров решетки полностью согласуется с законом Вегарда и связано с тем, что атомный радиус титана и алюминия больше, чем у железа и никеля (табл. 1). КВД приводит к измельчению структуры материала, что находит свое отражение в незначительном уширении рефлексов на дифракционных профилях. После ИПД происходит уменьшение параметров кристаллической решетки и размеров кристаллитов, что связано с измельчением зерен материала и значительными пластическими деформациями.

Таблица 1. Параметры решетки литых и деформированных образцов

Образец	N	Параметр решетки a, Å	Объем решетки, Å	Деформация, %
$Fe_{49}Ni_{49}Al$	0	3.600±0.001	885	0.380
	5	3.578±0.001	180	0.369
$Fe_{49}Ni_{49}Ti$	0	3.606±0.001	188	0.155
	5	3.593±0.001	125	0.147
$Fe_{50}Ni_{50}$	0	3.599±0.001	604	0.370

Все магнитные измерения были получены с помощью PPMS Quantum Design VersaLab при T = 50-350 К в магнитных полях до 3 Тл. Из магнитных измерений (табл. 2 и табл. 3) следует, что намагниченность насыщения уменьшается до 10 % для $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$ и $Fe_{49}Ni_{49}Al_2$ относительно литого сплава $Fe_{50}Ni_{50}$. По сравнению с намагниченностью насыщения литых образцов значение M_S на 10 % меньше для деформированных КВД-образцов. Низкотемпературный отжиг при T = 300 °C в течение времени t = 1300 часов (рис. 1) пластически деформированных образцов приводит к увеличению намагниченности насыщения M_S и практически ее восстановлению до значений литых образцов и снижению коэрцитивной силы для разных композиций относительно деформированных образцов.

Таблица 2. Намагниченность насыщения литых и деформированных образцов

Образец	M_s, Ам^{2}кг$^{-1}$						
	Литой образец		Деформированный образец			Отжиг	
	300 К	350 К	50 К	300 К	350 К	50 К	350 К
$Fe_{50}Ni_{50}$	154.6	150.1	155.8	145.2	141.3	159.7	145.1
$Fe_{49}Ni_{49}Al_2$	147.9	143.5	148.8	136.9	132.9	-	140.8
$Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$	144.7	140.6	143.1	132.7	128.5	154.1	136.7

Таблица 3. Остаточная намагниченность и коэрцитивная сила литых и деформированных образцов

Образец	Литой образец				Деформированный образец				Отжиг			
	M_r, Ам^{2}кг$^{-1}$		H_c, Э		M_r, Ам^{2}кг$^{-1}$		H_c, Э		M_r, Ам^{2}кг$^{-1}$		H_c, Э	
	300 К	350 К	300 К	350 К	50 К	350 К	50К	350 К	50 К	350 К	50 К	350 К
$Fe_{50}Ni_{50}$	18.0	17.9	67.6	67.7	10.2	3.9	15.1	3.8	2.8	3.4	1.4	3.0
$Fe_{49}Ni_{49}Al_2$	5.3	5.4	66.2	69.2	19.8	12.4	10.1	23.5	-	0.57	-	1.35
$Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$	7.7	7.3	69.1	69.2	15.6	9.1	4.3	1.1	2.2	1.9	3.9	3.6

Микроструктурный анализ проводился в поперечном режиме сканирующей электронной микроскопией (СЭМ) с использованием системы Carl Zeiss Crossbeam 540. Для сохранения структуры образцы были вырезаны сфокусированным ионным пучком (FIB). Из результатов СЭМ [7] следует, что образцы после КВД имеют поликристаллическую структуру с вытянутыми кристаллитами размером от 100 до 500 нм, имеющие выделенное направление и разделенные неидентифицированной средой. После отжига форма кристаллитов меняется, их размер увеличивается до микрона в ширину. Тем не менее, небольшое количество кристаллитов сохраняют размер и форму после отжига. Это могло быть связано с кластерами титана, потому что рост зерна после КВД в чистом Ti начинается при температуре 350 °C и выше [8]. Ориентация кристаллитов была разрушена длительным отжигом, который вызывает рекристаллизацию всего сплава и релаксацию внутренних напряжений. Эти наблюдения хорошо коррелируют с магнитным полем.

Магнитная доменная структура исследовалась методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) при помощи Aist-NT Smart SPM1000 на образцах в остаточном состоянии при комнатной температуре в нулевом магнитном поле.

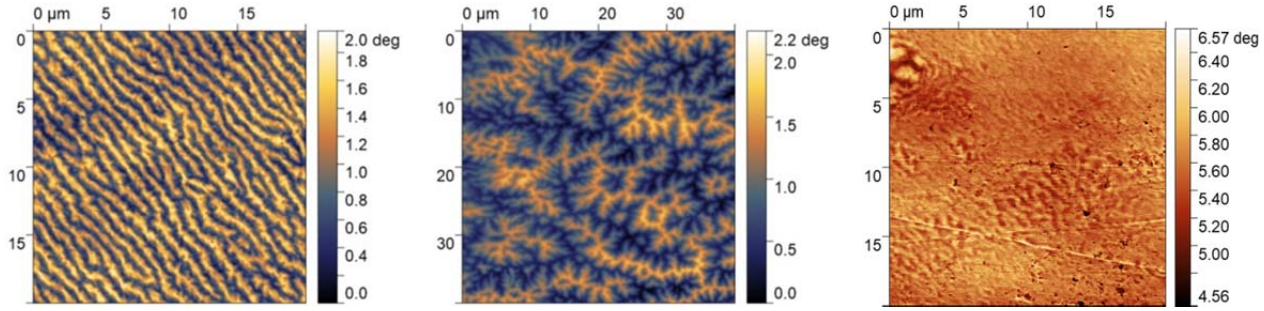


Рис. 2. АСМ-изображение сплава $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$ после КВД (слева) и КВД+отжиг при T = 300 °C в течение t = 1300 часов $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$ (в центре) и $Fe_{49}Ni_{49}Al_2$ (справа).

Образцы для АСМ-измерений были подготовлены в форме прямоугольников размерами 0,5x1,0 мм и толщинами около 200 мкм и предварительно подвергнуты электрополировке во избежании влияния поверхностного напряженного слоя и морфологии в магнитный сигнал. После КВД в образце наблюдается обычная полосовая доменная структура, характерная для магнитомягких материалов (рис.2, слева). Домены имеют предпочтительное направление, которое может быть признаком одноосной анизотропии, вызванной напряжением. Длительный отжиг приводит к релаксации напряжений и рекристаллизации, что делает образец изотропным. Доменная структура меняется от простой полосовой к разветвленной, что характерно для сильно разориентированных материалов. Более выраженная разность кристаллографических направлений в зернах приводит к более хаотичной и закрученной доменной структуре (рис. 2, в центре). Для $Fe_{49}Ni_{49}Al_2$ сплава после отжига (рис. 2, справа) мы наблюдали фрагментарную доменную структуру.

Очевидное отсутствие образования фазы $L1_0$ приводит к следующему выводу: текущие параметры КВД и концентрация Ti или Al недостаточны, чтобы вызвать образование фазы тетратенита $L1_0$ за счет повышенной диффузии атомов или количество фазы незначительно по сравнению с обычным кубическим FeNi.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ №19-72-00047 и программы повышения конкурентоспособности БФУ им. И. Канта (5-100).

Список использованных источников:

1. KojimaT., Mizuguchi M., Koganezawa T., Osaka K., Kotsugi M., and Takanashi K. Addition of Co to $L1_0$-ordered FeNi films: influences on magnetic properties and ordered structures // Jpn. J. Appl. Phys. – 2012. – № 51. – C. 010204.
2. Neel L., Pauleve J., Pauthenet R., Laugier J., and Dautreppe D. Magnetic properties of an iron-nickel single crystal ordered by neutron bombardment // J. Appl. Phys. – 1964. – № 35. – C. 873.
3. Kojima T., Mizaguchi M., and Takanashi K. $L1_0$-ordered FeNi film grown on Cu-Ni binary buffer layer // J. Phys.: Conf. Ser. – 2011. – № 266. – C. 012119.
4. Mizuguchi M., Kojima T., Kotsugi M., Koganezawa T., Osaka K., and Takanashi K. Artificial fabrication and order parameter estimation of $L1_0$-ordered FeNi thin film grown on a AuNi buffer layer // J. Magn. Soc. Jpn. – 2011. – № 35. – C. 370.
5. Manchanda P., Skomski R., Bordeaux N., Lewis L.H., and Kashyap A. Transition-metal and metalloid substitutions in $L1_0$-ordered FeNi // Journal of Applied Physics. – 2014. – № 115. – C. 17A710.
6. Taskaev S.V., Ulyanov M.N., Gunderov D.V. and Bogush M.Yu. Magnetic properties of ternary Fe-Ni-Ti alloys after severe plastic deformation // IEEE Magnetics Letters. – 2020. – № 11. – Art no 7502805. – C. 1-4.
7. Ulyanov M.N., Taskaev S.V., Shevyrtalov S.N., Medvedskaya P.N., Gunderov D.V. Structural properties of $Fe_{49}Ni_{49}Ti_2$ alloy deformed by high pressure torsion // AIP ADVANCES. – 2021. – № 11 (2). – C. 025112.
8. Valiev R., Sergueeva A.V., and Mukherjee A.K. The effect of annealing on tensile deformation behavior of nanostructured SPD titanium // Scripta Materialia. – 2003. – № 49. – C. 669.

УДК 537.6

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА ВЫСОКОЙ ПЛОТНОСТИ НА ПРОЦЕСС ФАЗООБРАЗОВАНИЯ В РЕАКЦИОННОМ ТИГЛЕ Fe-Sn

Бочканов Ф.Ю.

студент, магистр 2 курс
Институт новых материалов и нанотехнологий, Национальный Исследовательский Технологический Университет (НИТУ) «МИСиС»

Карпенков Д. Ю.

Научный сотрудник

к.ф.- м.н., н.с., Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова (МГУ)

Аннотация. *Метод реакционного тигля является одним из перспективных методов исследования многокомпонентных систем. Однако у данного метода были обнаружены недостатки, в том числе и проблема исчезнувших фаз. В данной работе рассмотрено влияние электрического тока на процессы фазообразования и диффузии в реакционном тигле. Применение электрического тока приводит к появлению электропереноса, который воздействует на диффузию в системе. Режимы работы электрического тока позволяют ускорить процесс построения многокомпонентных фазовых диаграмм, снижая время получения фаз, а также получить все метастабильные фазы, присутствующие на равновесной диаграмме Fe-Sn.*

Ключевые слова: *магнитные материалы, электрический ток, электроперенос, электрообработка, новые способы синтеза.*

THE INFLUENCE OF A HIGH DENSITY ELECTRIC CURRENT ON THE PROCESS OF PHASE FORMATION IN A Fe-Sn REACTIVE CRUCIBLE

Bochkanov F.Yu.

Master Student,
Institute of New Materials and Nanotechnologies, National University of Science and Technology «MISIS»

Karpenkov D.Yu.

Ph.D. in Phys. - Math.,

Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The reaction crucible is one of the promising methods for studying multicomponent systems. However, this method has disadvantages, including the problem of "missing" phases. In this work, the influence of electric current on the phase formation and diffusion in a reaction crucible was studied. The application of electric current leads to the appearance of electromigration, which affects the diffusion in the system. Modes of electric current allow to speed up the process of constructing multicomponent phase diagrams and to obtain all metastable phases present in the Fe-Sn equilibrium binary diagram.*

Keywords: *magnetic materials, electric current, electromigration, electrical treatment, new synthesis methods, iron, tin*

Реакционный тигель – это технология изучения многокомпонентных систем. Один из исследуемых элементов системы служит сосудом, в который помещаются остальные компоненты. Главное преимущество данного метода – отсутствие примесей сторонних материалов, не задействованных в системе [1]. Помимо этого, внутри реакционного тигля компоненты во время отжига находятся в жидком состоянии, что ускоряет процесс фазообразования в системе. Наличие ряда преимуществ сопряжено с некоторыми недостатками. Одной из этих проблем является, например, проблема исчезнувших фаз, с которой мы встретились в работе [2]. Отсутствие фаз может быть связанно с как с термодинамическими, так и с кинетическими причинами [3]. Одним из возможных способов решения этих проблем может служить применение электротермической обработки.

Электромиграция – это вынужденная диффузия атомов, движущей силой которой выступает электрическое поле и связанный с ним электрический ток в металлах [4]. Электромиграцию (ЭМ), либо электроперенос принято представлять, как сумму прямой силы F_d, которая возникает под действием внешнего электрического поля, и силы электронного ветра F_w. Таким образом можно записать общее уравнение (1) движущей силы ЭМ:

$$F = F_d + F_w = (z_d + z_w)e\rho j = z^* e\rho j \quad (1)$$

где z_d; z_w; и z^* – эффективные заряды в прямой силе, силе электронного ветра и чистой силе соответственно, e – основной заряд, ρ – удельное сопротивление, j – плотность тока.

Помимо того факта, что электрический ток будет индуцировать поток ионов и вызывать ЭМ, сама диффузия частиц, вызванная электрическим током, также будет вызывать механическое напряжение из-за накопления атомов перед релаксацией, что вызывает напряжение, индуцированное ЭМ. Следовательно, образуется градиент обратного напряжения, который будет компенсировать движущую силу ЭМ. Обычно предполагалось, что ЭМ-индуцированная диффузия атомов / вакансий осаждается на границах зерен. Эти атомы / вакансии могут объединяться с зернограничными дислокациями и вызывать переползание дислокаций, которое изменяет доступные узлы решетки в зернах. Когда вызванная ЭМ вакансия диффундирует к границе зерна, она вызывает изменение объема зерна из-за релаксации соседних атомов. Полный поток вакансий показан в формуле (2):

$$J = -D\frac{\partial C}{\partial x} + \frac{DC}{kT}z^* epj - \frac{DC}{kT}f\Omega\frac{\partial \sigma}{\partial x} \quad (2)$$

где D – коэффициент диффузии, k – постоянная Больцмана, T – температура, x – расстояние в направлении электрического тока, C – концентрация вакансии на границе зерна, $\frac{\partial \sigma}{\partial x}$ – градиент напряжений, f – фактор релаксации, Ω – атомный объем.

Первый член в правой части уравнения связан с движущей силой градиента концентрации; второй член обусловлен электрическим полем, а третий член обусловлен градиентом напряжения, вызванным скоплением вакансий.

Вдобавок к прочему, электрический ток изменяет термодинамику фазового перехода [5] и зародышеобразования [6] под действием электрического тока. В изменение свободной энергии Гиббса данного фазового превращения добавляется дополнительный энергетический член из-за изменения распределения тока при образовании зародыша. Эта дополнительная

свободная энергия, вызванная электрическим током, может привести к феномену аномального перенасыщения.

Для проведения электротермической обработки было изготовлено оборудование, представленное на рис. 1. Электротермическая обработка возможна в двух режимах: постоянный ток, переменный ток. Температура обработки от 200 °C до 1000 °C.

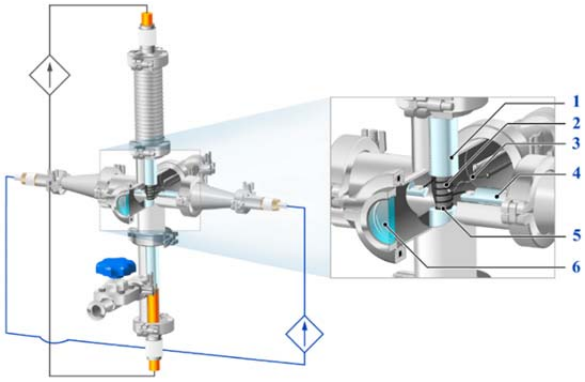


Рис. 1. Схема разработанной установки для электротермической обработки реакционных тиглей. (1) Защитная чашка из медных токопроводов из нержавеющей стали. (2) Образец цилиндрической формы (тигель). (3) Термопара. (4) Дополнительные токопроводы для нагревателя. (5) Змеевик нагревателя. (6) Кварцевый экран.

При помощи собранного именно таким образом (Рис. 1) оборудования, нам удалось под воздействием электрического тока получить, используя разные температуры, образцы системы Fe–Sn. Были проведены эксперименты в интервале температур от 700 °C до 850 °C. Электрический ток, подведенный к системе, ускоряет процессы фазообразования, что видно на рис. 2. Большое количество продукта в случае постоянного тока распределено единым фронтом, а в случае переменного электрического тока – фронтов два.

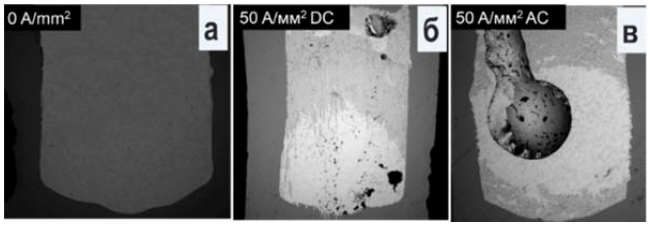


Рис. 2. Реакционные тигли Fe–Sn после 3-часовой электротермической обработки при T = 800 °C: а) без тока, б) режим постоянного тока, в) режим переменного тока

При рассмотрении элементного состава реакционных тиглей на рис. 3 можно сделать следующий вывод: постоянный ток за 3 часа обработки при 800 °C увеличивает количество фазы Fe_3Sn_2 при этом не приводит к зарождению фаз другого элементного состава. В свою очередь, случай переменного тока приводит к образованию фаз состава Fe_3Sn_2, Fe_3Sn, Fe_5Sn_3, что решает проблему исчезнувших фаз.

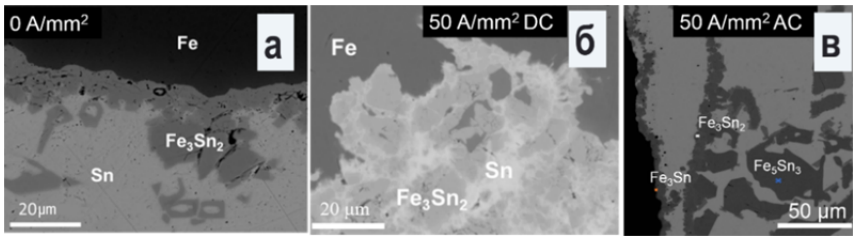


Рис. 3. Элементный состав реакционных тиглей Fe–Sn после 3-х часовой электротермической обработки при T = 800 °C: а) без тока, б) режим постоянного тока, в) режим переменного тока

Особый интерес представляет исследование магнитной доменной структуры на рис. 4. В случае отсутствия тока и переменного тока присутствуют домены, которые относятся к фазе Fe_3Sn_2, однако при обработке постоянным электрическим током полученная фаза имеет иную кристаллическую структуру. Поэтому было проведено дополнительное изучение структуры с помощью рентгенофазового анализа представлено на рис. 5, оно показало, что в случае постоянного тока фаза состава Fe_3Sn_2 имеет структуру характерную для Fe_5Sn_3.

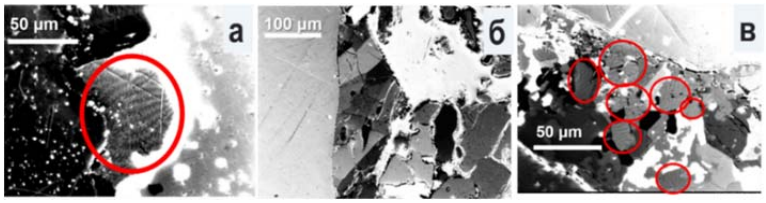


Рис. 4. Магнитная доменная структура реакционных тиглей Fe–Sn после 3-часовой электротермической обработки при T = 800 °C: а) без тока, б) режим постоянного тока, в) режим переменного тока

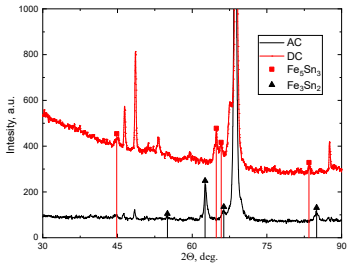


Рис. 5. Рентгенофазовый анализ, t = 3 ч, T = 800 °C, черной линией обозначен образец, полученный при обработке переменным током, красной линией обозначен образец, полученный при обработке постоянным током

Полученные результаты позволяют сделать вывод о том, что ток высокой плотности оказывает влияние на скорость процессов. В случае постоянного электрического тока увеличивается количество продукта одного состава, все остальные фазы либо неразличимы, либо не образуются в результате влияния постоянного электрического тока на энергию Гиббса. Переменный электрический ток стабилизирует изотермический срез фазовой диаграммы. Это может происходить за счет постоянной смены полярности, в результате чего происходит перемешивание внутри реакционного пространства, либо это может происходить за счет меньшего влияния на свободную энергию системы.

Список использованных источников.

1. Luedtke A. et al. Relationships in the Fe-Nd/Sm/Pr-B phase diagrams determined by iron crucible reaction analysis (ICRA) //Proc. 16th Int. Workshop RE Magn. Appl. – 2000. – С. 291-296.

2. Fayyazi B. et al. Bulk combinatorial analysis for searching new rare-earth free permanent magnets: Reactive crucible melting applied to the Fe-Sn binary system //Acta Materialia. – 2017. – Т. 141. – С. 434-443.

3. Tsai M. Y., Chou M. H., Kao C. R. Interfacial reaction and the dominant diffusing species in Mg–Ni system //Journal of alloys and compounds. – 2009. – Т. 471. – №. 1-2. – С. 90-92.

4. Liu Y., Lin S. A Critical Review on the Electromigration Effect, the Electroplastic Effect, and Perspectives on the Effects of Electric Current Upon Alloy Phase Stability //JOM. – 2019. – Т. 71. – №. 9. – С. 3094-3106.

5. Dolinsky Y., Elperin T. Thermodynamics of phase transitions in current-carrying conductors //Physical Review B. – 1993. – Т. 47. – №. 22. – С. 14778.

6. Dolinsky Y., Elperin T. Thermodynamics of nucleation in current-carrying conductors //Physical Review B. – 1994. – Т. 50. – №. 1. – С. 52.

УДК 621.315.592.3

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ [ZnS:Cu,O]-СТРУКТУР МЕТОДОМ КИСЛОТНО-ОСНОВНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПОВЕРХНОСТИ

Гаранина В.А.

к.х.н., начальник отдела сбора информации,
Ставропольский ЦНТИ – филиал ФГБУ «РЭА» Минэнерго России

Аннотация. *В настоящей работе представлены результаты комплексного физико-химического исследования процессов формирования полупроводниковых [ZnS:Cu,O]-структур. Изменение состояния поверхности основы полупроводников контролировали методом кислотно-основной спектроскопии поверхности (КОСП). Установлено уравнение корреляции* $\sigma = qg_{cr}\left(\eta^{+} + \eta^{-}\right)$ *между кислотно-основными свойствами поверхности и объемными свойствами* E_{υ}^{-} *(или* E_{υ}^{+}*), где g-критерий (*$g_{кр}$*) – коэффициент корреляции.*

Ключевые слова: *[ZnS:Cu,O]-структуры, полупроводник, адсорбция, объемные свойства, коэффициент корреляции*

THE RESEARCH OF FORMATION PROCESS OF SEMI-CONDUCTOR [ZnS:Cu,O]-STRUCTURES BY ACID–BASE SURFACE SPECTRUM METHOD

Garanina V. A.

Candidate of Chemistry, Head of Information Collection Department,
Stavropol Center for Scientific and Technical Information – Branch of Federal State Institution «REA» of the Ministry of Energy of Russia

Abstract. *In the present work the results of complex physics-chemical investigation are in a very good correlation. Acidity study was carried out by adsorption indicator method. The change in acidity of surface of semi-conductor [ZnS:Cu,O]-structures were detected by Acid-Base Surface Spectrum method. In this investigation the correlation equation* $\sigma = qg_{cr}\left(\eta^{+} + \eta^{-}\right)$ *between surface acidity and volume properties* E_{υ}^{-} *(or* E_{υ}^{+}*) is established. The g-criterion (*g_{cr}*) is the coefficient of correlation.*

Key words: *[ZnS:Cu,O]-structures, semi-conductor, adsorption, volume properties, coefficient of correlation*

В настоящей работе проведено изучение процессов формирования полупроводниковых [ZnS:Cu,O]-структур методом кислотно-основной спектроскопии поверхности [1]. Получены кислотно-основные спектры поверхности (КОСП), которые характеризуют распределение активных центров адсорбции на поверхности образцов

[ZnS:Cu], [ZnS:Cu,O] в диапазоне значений pK_a от +1,3 до +11,1. КОСП исследуемых образцов в основной области с $pK_a = +11{,}1$ приведен на рисунке 1.

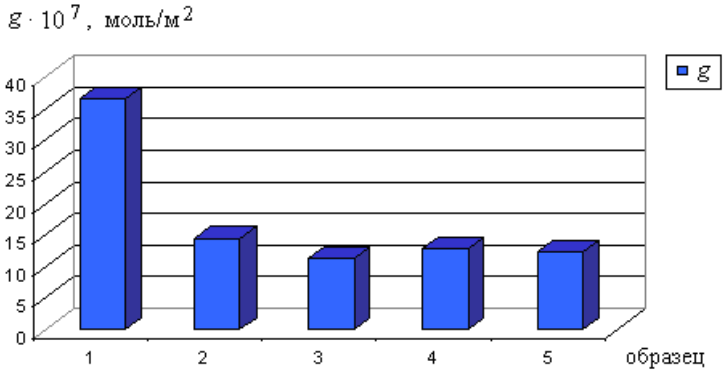


Рис. 1. КОСП при pK_a=+11,1, где:
1– [ZnS:Cu], приготовленный по стандартной методике; 2– [ZnS:Cu,O], приготовленный по усовершенствованной методике с реагентом $KClO_4$; 3– [ZnS:Cu,O], приготовленный по усовершенствованной методике с реагентом NH_4NO_3; 4– [ZnS:Cu,O], приготовленный по усовершенствованной методике с реагентом $KClO_4$+NH_4NO_3; 5– [ZnS:Cu,O], приготовленный по усовершенствованной методике при соотношении Sr^{2+}/Ba^{2+}=1/4.

Показано, что изменение состояния поверхности основы полупроводников можно контролировать методом КОСП. Корреляцию между кислотно-основными свойствами поверхности E_S^- (или E_S^+) и величиной E_υ^- (или E_υ^+), определяющей объемные свойства кристалла, устанавливают по уравнению [1]:

$$\sigma = qg_{кр}\left(\eta^+ + \eta^-\right),$$

где: *g-критерий* ($g_{кр}$) – коэффициент корреляции между адсорбционными свойствами поверхности (кислотно-основными центрами) и объемными свойствами.

Список использованных источников:

1. Гаранина В.А. Исследование донорно-акцепторных свойств поверхности порошковых полупроводниковых структур на основе сульфида цинка. – Saarbrückern, Germany.: Издательский Дом LAP LAMBERT Academic Publishing, 17.07.2017. – 60 с. ISBN-13: 978-3-330-34352-8. ISBN-10: 3330343528. EAN: 9783330343528.

УДК 538.955

РАЗВИТИЕ ОБОСНОВАНИЯ СПОНТАННОЙ СПИНОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГИБРИДИЗИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЫ ПРИМЕСНЫХ ДОНОРНЫХ АТОМОВ 3D-ЭЛЕМЕНТОВ НИЗКОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ (<1 АТ.%) В БЕСЩЕЛЕВОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Окулов В.И.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Говоркова Т.Е.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *В докладе представлены новые результаты разработки экспериментальных доказательств существования особого типа спонтанной спиновой поляризации электронной системы примесных атомов 3d-переходных элементов низкой концентрации (<1at.%) в кристалле полупроводника на примере электронных систем примесей железа и кобальта в бесщелевом полупроводнике - селениде ртути. Для изучения фундаментальных закономерностей низкотемпературного спонтанного магнетизма данных систем проведено прецизионное исследование процесса изменения намагниченности с возрастанием напряженности магнитного поля. В результате детального анализа полученных зависимостей обнаружены вклады спонтанного магнетизма обеих примесных систем, которые характеризуются кривыми намагничивания, типичными для ферромагнетиков. Полученные значения магнитных параметров также отвечают наличию спонтанного магнетизма исследуемых систем, природа которого объясняется ранее изученным проявлением обменного взаимодействия электронов в условиях гибридизации состояний примесного атома и полосы проводимости кристалла. В итоге представленные результаты можно считать существенным достижением в полном обосновании существования спонтанной спиновой намагниченности электронных примесных систем низкой концентрации.*

Ключевые слова: *3d-примеси низкой концентрации, бесщелевые полупроводники, гибридизированные электронные состояния, спонтанная спиновая поляризация, низкотемпературный магнетизм*

PROGRESS IN JUSTIFICATING THE SPONTANEOUS SPIN POLARIZATION OF HYBRIDISED ELECTRON SYSTEM OF 3d-ELEMENT DONOR ATOMS OF LOW CONCENTRATION (<1 AT.%) IN GAPLESS SEMICONDUCTOR

Okulov V.I.

Ph.D, Professor, Chief Researcher,
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Govorkova T.E.

Ph.D, Senior Researcher,
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Abstract. *The given report presents new results of the experimental evidence for existing the special type of spontaneous spin polarization, taking place in the electronic system of the 3d transition element impurity atoms of the low concentration (<1 at.%) in semiconductor crystal, using as the object of study the electronic systems of iron and cobalt impurities in gapless semiconductor - mercury selenide. In order to investigate the fundamental laws of low-temperature spontaneous magnetism of the systems under study, there was carried out a precision observation of the process of changing the magnetization with increasing magnetic field strength. As a result of a detailed analysis of the dependences obtained there was revealed the contribution of the spontaneous magnetism of the electron impurity system, which is characterized by the magnetization curves inherent in ferromagnets. The obtained values of the magnetic parameters also conform to the presence of the spontaneous magnetism of the systems under study, the nature of which is explained by manifesting the exchange interaction of electrons in the hybridized states of the impurity atom with the conduction band electrons of the crystal. It is therefore concluded that the presented results can be considered as significant achievement on the way to complete solution of the problem of existing the spontaneous spin magnetization in the low-concentration electron systems.*

Keywords: *3d-impurities of low concentration, gapless semiconductors, hybridized electronic states, spontaneous spin polarization, low-temperature magnetism*

В докладе представлены результаты исследований низкотемпературной намагниченности системы донорных электронов примесных атомов железа и кобальта низкой концентрации (<1 at.%) в кристалле бесщелевого полупроводника – селенида ртути, выполненные с целью прямого экспериментального доказательства существования и наблюдения проявлений спонтанного спинового магнитного упорядочения упомянутой электронной системы.

Изученные ранее фундаментальные обоснования достижимости эффекта спонтанной спиновой поляризации в системе данного типа были развиты в ходе разработки представлений о существовании явления гибридизации состояний донорных 3d-электронов примесных атомов с состояниями полосы проводимости кристалла и образовании при этом поляризованной по спину системы электронов проводимости. Содержание примесей переходного элемента крайне низкой концентрации в кристалле выделяет в особый класс обозначенные объекты в области изучения примесного магнетизма полупроводников. Исследования в этом направлении сосредоточены в основном на реализации магнитного упорядочения лишь при достаточно высокой концентрации 3d-примесей (5-10 at.%) и основаны на том, что спонтанная спиновая поляризация примесной электронной системы возникает благодаря межпримесному взаимодействию [1]. Однако в пределе низкой концентрации 3d-примесей (<1 at.%) возможна ситуация, при которой ионные остовы слишком разрежены для упорядочения и при этом не ограничивают проводимость, а донорные электроны коллективизируются в полосе проводимости кристалла, формируя единую систему, которая под действием сильного межэлектронного взаимодействия, зависящего от спина, обладает спонтанной спиновой поляризацией. Данный класс объектов представляет особый интерес как для дальнейших исследований, так и для возможных практических приложений.

Ранее на основе разработанного теоретического описания и экспериментального исследования гальваномагнитных явлений детально изучен аномальный вклад в холловское

сопротивление кристалла HgSe с примесями железа низкой концентрации. Установлено, что зависимость аномальной части холловского сопротивления от напряженности магнитного поля имеет вид кривых с насыщением, которые характерны для магнитоупорядоченных структур. Этот результат представил первое свидетельство существования спонтанной намагниченности низкоконцентрированных примесных систем [2]. При изучении примесных вкладов в модули упругости и теплоемкость кристалла селенида ртути с 3d-примесями низкой концентрации обнаружены закономерности, в которых проявляется обменное межэлектронное взаимодействие. Показано, что в температурной зависимости примесного вклада в теплоемкость наблюдается максимум, форма которого зависит от интенсивности обменного взаимодействия. Наблюдаемая в экспериментах зависимость отвечает такому значению константы взаимодействия, которое свидетельствует о наличии спонтанной спиновой поляризации исследуемой электронной системы [3]. Кроме того, при исследовании температурных зависимостей магнитной восприимчивости электронных систем 3d-примесей низкой концентрации в селениде ртути установлено, что в парамагнитной восприимчивости содержится не зависящий от температуры вклад, который связан с наличием спонтанной поляризации, и определена степень поляризации электронной плотности в локализованной компоненте гибридизированных состояний для каждой примеси (Fe, Co, Ni) [4]. Таким образом, имеется значительный объем экспериментальных данных об электронных системах 3d-примесей низкой концентрации, обладающих спонтанной спиновой поляризацией, не связанной с межпримесным взаимодействием.

В области физики спонтанного магнетизма установлены определенные представления о магнитополевых зависимостях намагниченности. В связи с этим, для того чтобы в полной мере показать принадлежность изучаемых электронных систем к магнитоупорядоченным, в настоящей работе выполнено детальное исследование магнитополевых зависимостей их намагниченности, которые содержат необходимые признаки спинового магнитного упорядочения. Была выделена группа систем с такими концентрациями 3d-примесей, в которых изучаемые эффекты спиновой поляризации проявляются наиболее значительно. Выбраны электронные системы примесей железа и кобальта низкой концентрации (< 1at.%) в кристаллах селенида ртути, термодинамические и кинетические свойства которых достаточно подробно исследованы ранее [2-4]. Эксперименты проведены на двух образцах с низкой концентрацией примесей железа $N_{Fe}=7\cdot10^{18}$ см$^{-3}$ и кобальта $N_{Co}=2.5\cdot10^{18}$ см$^{-3}$. Монокристаллы HgSe были выращены методом Бриджмена в Черновицком национальном университете (группа Л.Д. Паранчич). Концентрация и распределение примесей по объему слитков контролировались с помощью рентгеновского микроанализа. Образцы имели форму прямоугольного параллелепипеда с размерами 1×2×8 мм^3. Исследования магнитного момента проведены на СКВИД-магнитометре MPMS-5-XL (Quantum Design Co.) при T=5 K в магнитном поле до 50 kOe (в режиме FC). Измерения выполнены в ЦКП «Испытательный центр нанотехнологий и перспективных материалов» ИФМ УрО РАН А.Ф. Губкиным.

В наблюдаемых зависимостях намагниченности $M_{exp}(H)$ содержатся линейные вклады $\chi_d H$ диамагнетизма кристаллической матрицы HgSe и исследуемые примесные вклады $M_0(H)$, выходящие на насыщение с ростом напряженности магнитного поля (рис.1). Диамагнитный вклад определялся по асимптотике зависимости $M_{exp}(H)$ в сильных магнитных полях. Намагниченность примесной электронной системы $M_0(H)$ определяется разностью: $M_{exp}(H)$-$\chi_d H$. Полученная величина диамагнитной восприимчивости близка к известному значению для нелегированного кристалла HgSe [5].

Анализ полученных экспериментальных зависимостей намагниченности $M_0(H)$ сводится к обсуждению значений основных параметров и сравнению их с характеристиками, относящимися к системе невзаимодействующих спинов. Прежде всего, это намагниченность насыщения M_s и магнитный момент насыщения μ_s, приходящийся на один электрон. Полученные величины для системы с примесями железа ($N_{Fe}=7\cdot10^{18}$ см$^{-3}$): μ_s=2.1 μ_B, соответствующий значению $M_s=1.8\cdot10^{-2}$ emu/g, значительно превышает магнетон Бора,

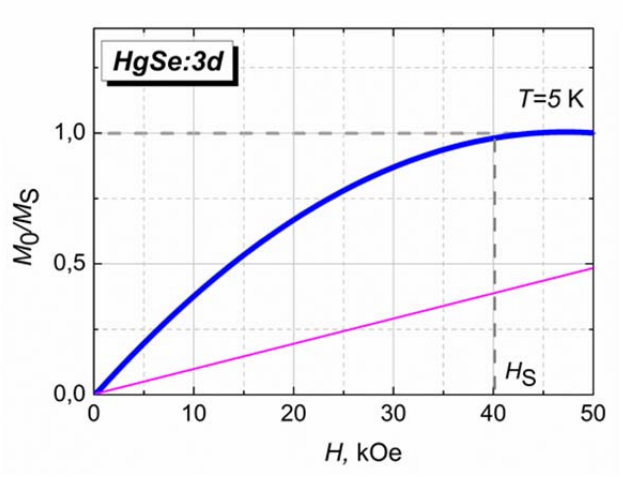


Рис.1. Кривая намагничивания электронной системы 3d-примесей (Fe, Co) низкой концентрации (<1 at.%) в кристалле HgSe (линейная зависимость приведена для случая невзаимодействующих спиновых моментов)

характеризующий насыщение системы свободных электронов. Магнитные параметры для системы с примесями Co (N_{Co}=2.5·10^{18} см$^{-3}$): μ_s=1.5 μ_B, соответствующий значению M_s=5·10^{-3} emu/g. Другим важным параметром исследуемой кривой намагничивания $M_0(H)$ является поле насыщения - H_s. Эта величина оказалась близкой к 40 kOe для обеих примесных систем (Fe, Co), тогда как для системы свободных электронов величина Hs при таких низких температурах (T=5 K) имеет порядок величины ~100 kOe.

Таким образом, обе кривые намагничивания исследуемых примесных систем (железа и кобальта) имеют параметры, отвечающие сильному влиянию межэлектронного взаимодействия, зависящего от спина, и характерны для ферромагнетиков.

Полученные результаты отвечают прямому экспериментальному подтверждению особой разновидности спонтанной спиновой поляризации и магнитного упорядочения, возникающего в электронной системе 3d-примесей в пределе низкой концентрации (<1 at.%). Это явление не связано с межпримесным влиянием, а возникает благодаря эффекту гибридизации примесных электронных состояний в полосе проводимости кристалла. Представляемый альтернативный механизм магнитного упорядочения может действовать в значительном круге объектов, включая низкоразмерные структуры.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» № АААА-А18-118020190098-5.

Список использованных источников:

1. Dietl T., Ohno H. Dilute ferromagnetic semiconductors: Physics and spintronic structures // Reviews of Modern Physics. – 2014. –Vol. 86.- № 1-3. - P. 187-251.

2. Lonchakov A.T., Okulov V.I., Govorkova T.E. et al. Experimental Discovery and Theoretical Description of the Anomalous Hall Effect in a Spontaneously Polarized Electron System of Hybridized Impurity States // JETP Letters. - 2012. - Vol. 96. - No. 6. - P. 405–409.

3. Okulov V.I., Govorkova T.E., Zhevstovskikh I.V. et al. Experimental observation of spontaneous spin polarization of electrons in hybridized states of transition element impurities in semiconductors // Low Temperature Physics. – 2013. –Vol. 39. - № 4. - P. 384-388.

4. Govorkova T.E., Okulov V.I. et al. Spin ordering contribution of iron, cobalt, and nickel impurities electron states to the low-temperature magnetic susceptibility of mercury selenide crystals // Low Temperature Physics. – 2015. – Vol. 41. - № 2. - P. 154-156.

5. Furdyna J.K, Kossut J. Diluted Magnetic Semiconductors. - New York: Academic Press, 1988. – 183p.

УДК 537.622.5

НЕКОЛЛИНЕАРНЫЕ МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ МАНГАНИТОВ ЛАНТАНА И ВИСМУТА

Гончарь Л.Э.[1, 2]

канд. физ.-мат. наук, доцент
[1]Уральский государственный университет путей сообщения (доцент)
[2]Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина (электроник)

Аннотация. *Работа посвящена теоретическому исследованию неколлинеарных магнитных структур зарядовоупорядоченных манганитов. Рассмотрены причины образования скошенных и перпендикулярных структур, связанных с конкуренцией орбитально-зависимого обмена в разных кристаллографических направлениях и влиянием одноионной анизотропии. Показан механизм образования квази-низкоразмерных структур.*

Ключевые слова: *эффект Яна-Теллера, орбитальное упорядочение, многоподрешеточная магнитная структура*

NON-COLLINEAR MAGNETIC STRUCTURES OF LANTHANUM AND BISMUTH MANGANITES

Gonchar L.E.[1, 2]

PhD, Associated Professor
[1]Ural State University of Railway Transport (associated professor)
[2] Ural Federal University named after the first President of Russia B.N.Yeltsin (electronic engineer)

Annotation. *The paper is devoted to the theoretical investigation of non-collinear magnetical orderings of charge-ordered manganites. The causes of canted and orthogonal orderings of magnetic moments are supposed. These structures are formed by competing orbitally-dependent superexchange interaction and single-ion anisotropy. The mechanism of quasi-low-dimensional magnetic orderings forming is shown.*

Keywords: *Jahn-Teller effect, orbital ordering, multisublattice magnetic structure*

Кристаллы манганитов исследуются не только как вещества, обладающие свойствами колоссального магнитосопротивления. Эти кристаллы обладают обширным набором свойств, связанных со взаимодействием кристаллической, зарядовой, орбитальной и магнитной подсистем [1, 2]. Магнитные свойства кристаллов представлены такими особенностями, как скошенные неколлинеарные структуры, упорядочения с конкуренцией обменных взаимодействий (так называемые фрустрированные структуры), низкоразмерные и квазинизкоразмерные упорядочения, сочетания ферромагнетизма со спонтанной поляризацией (мультиферроики) [2]. Изучение регулярных кристаллов позволяет выявить закономерности, связанные с самим веществом, а не с возмущениями формы или состава. Актуальность ис-

следования этих свойств обусловлена не только фундаментальным интересом, но и возможным практическим применением этих соединений.

В данной работе рассматриваются соединения $R_{1-x}A_xMnO_3$ (R^{3+}=La, Bi; A^{2+}=Ca, x=1/2, 2/3, 4/5), в которых наблюдаются неколлинеарные и фрустрированные структуры, предполагаются квази-низкоразмерные упорядочения [2–6].

Рассматриваемые соединения за счет неизовалентного допирования содержат дополнительные носители заряда, которые при данных x локализуются на ионах Mn^{3+}, образуя зарядовую структуру [3–6]. Данные кристаллы считаются диэлектрическими, что позволяет не включать в модель двойной обмен.

Гамильтониан магнитных взаимодействий для описания магнитной структуры в этом случае состоит из орбитально-зависимых вкладов [3]:

$$\widehat{H}_{mag} = \sum_{i>j} J_{ij}(\Theta_i, \Theta_j)\left(\boldsymbol{S}_i \cdot \boldsymbol{S}_j\right) + \sum_{i,\alpha,\beta} D_i^{\alpha,\beta}(\Theta_i)\, S_i^{\alpha} S_i^{\beta},$$

где первое слагаемое – изотропное обменное взаимодействие, второе – одноионная анизотропия. Параметры взаимодействий зависят от структурных и орбитальных факторов. Основным определяющим фактором считается угол смешивания орбитальных функций ^5E состояния Mn^{3+}, обозначенный как Θ.

Обменные взаимодействия зависят от состава пары и направления в кристалле. В результате применения модели [3] получена таблица 1.

Таблица 1.Величины рассчитанных сверхобменных параметров.

Соединение*	Тип пары	Θ, °	Величина, meV
$La_{1/2}Ca_{1/2}MnO_3$[4]	Mn^{3+}–Mn^{3+} Mn^{3+}–Mn^{4+} Mn^{4+}–Mn^{4+}	306, 24	J_1^b=2,3 $J_2^{ac,1}$=1,0, $J_2^{ac,2}$=–8,6 (взаимодействие внутри зигзага) J_3^b=1,3 [?]
$La_{1/3}Ca_{2/3}MnO_3$[5]	Mn^{3+}–Mn^{3+} Mn^{3+}–Mn^{4+} Mn^{4+}–Mn^{4+}	308, 52	J_1^b=3,0 $J_2^{ac,1}$=0,7, $J_2^{ac,2}$= –10,5 (взаимодействие внутри тримера) J_3^b=1,3, J_3^{ac}=1,0 [4]
$Bi_{1/5}Ca_{4/5}MnO_3$[6]	Mn^{3+}–Mn^{3+} Mn^{3+}–Mn^{4+} Mn^{4+}–Mn^{4+}	306, 54	J_1^b=2,6 $J_2^{ac,1}$=0,5, $J_2^{ac,2}$= –9,3 (взаимодействие внутри тримера) J_3^b=1,3, J_3^{ac}=1,2

Обменные взаимодействия формируют ферромагнитные зигзаги, связанные антиферромагнитно, в манганитах с половинным допированием и ферромагнитные тримеры, организованные в страйпы вдоль оси c, в сильнодопированных манганитах. При этом, сведений об обменном взаимодействии недостаточно для выводов о взаимном расположении магнитных моментов в страйпах в связи с конкуренцией обменных взаимодействий.

Орбитально-зависимая одноионная анизотропия (ОИА) ионов Mn^{3+} позволяет уточнить неколлинеарную магнитную структуру [3]. Для различных кристаллов взаимное распо-

* В скобках указаны экспериментальные работы, из которых взяты параметры кристаллической структуры для расчетов.

ложение локальных осей также будет различаться. Ионы Mn^{4+} не обладают ОИА второго порядка по спинам.

Результаты моделирования магнитных структур собраны на рисунках 1–3.

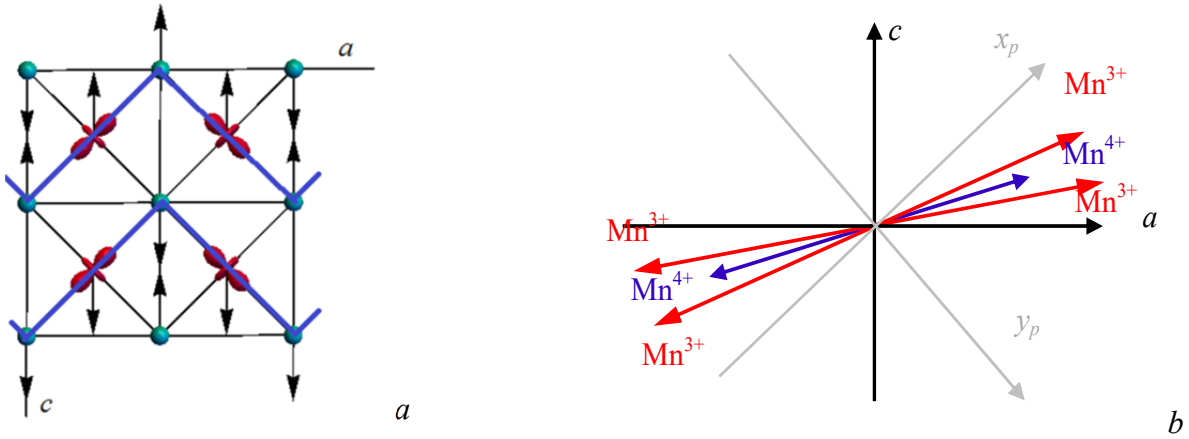


Рис. 1. Неколлинеарная магнитная CE-структура $La_{1/2}Ca_{1/2}MnO_3$ (a) пространственное упорядочение в плоскости ac, в соседней плоскости подразумеваются противоположные направления моментов, ионы Mn^{3+} изображены в виде распределения электронной плотности, ионы Mn^{4+} – в виде сфер; (b) взаимное расположение скошенных моментов.

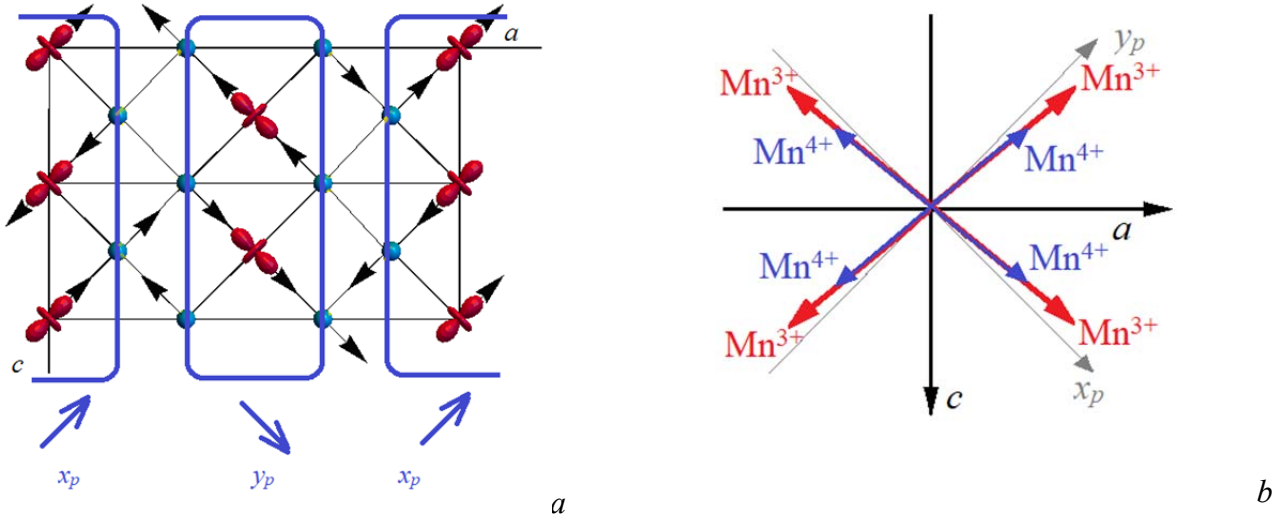


Рис. 2. Страйповая магнитная структура $La_{1/3}Ca_{2/3}MnO_3$ (a) пространственное упорядочение в плоскости ac, в соседней плоскости подразумеваются противоположные направления моментов, ионы Mn^{3+} изображены в виде распределения электронной плотности, ионы Mn^{4+} – в виде сфер; (b) взаимное расположение скошенных моментов.

Углы скошенных структур рис. 1 и 2 практически совпадают с экспериментальными измерениями работ [4, 5], что связано с величиной ФМ обмена внутри зигзага или тримера, а также с учетом ОИА. Для соединения $Bi_{1/5}Ca_{4/5}MnO_3$ можно предположить как магнитную структуру с удвоением вдоль оси *c*, аналогично $La_{1/3}Ca_{2/3}MnO_3$, так и структуру без удвоения, как изображено на рис.3. К экспериментальным результатам – упорядочению *C*-типа [7] ближе состояние рис. 3, т.к. представляет собой ферромагнитные цепочки вдоль оси *c*, соединенные по пять цепочек во взаимно перпендикулярные страйпы. Однако для данного соединения необходимо провести дополнительные расчеты.

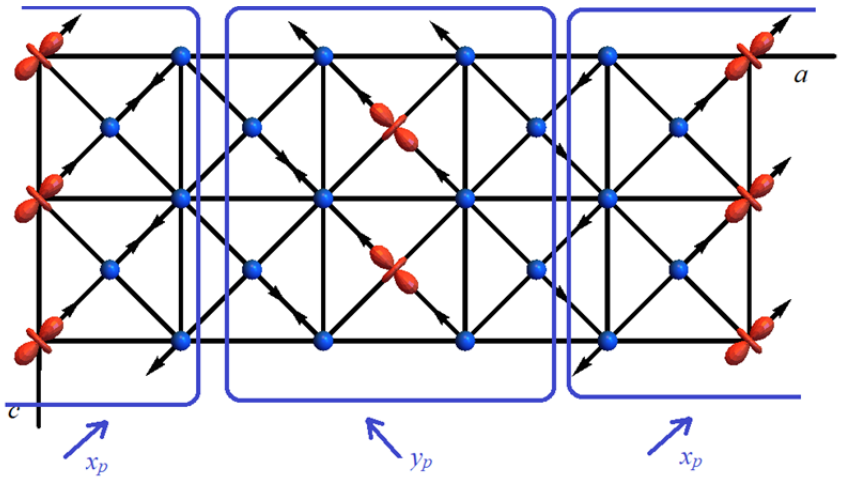


Рис. 3. Страйповая магнитная структура $Bi_{1/5}Ca_{4/5}MnO_3$ в плоскости ac, в соседней плоскости подразумеваются противоположные направления моментов ионы Mn^{3+} изображены в виде распределения электронной плотности, ионы Mn^{4+} – в виде сфер.

Таким образом, скошенный магнетизм в рассмотренных соединениях является следствием формирования низкоразмерных фрагментов – сильно связанных ферромагнитных зигзагов в манганитах с половинным заполнением (x=1/2) и тримеров Mn^{4+}– Mn^{3+}– Mn^{4+} в сильнодопированных манганитах (x=2/3 и 4/5), а также наличием двух осей магнитной ОИА. В соединениях с конкуренцией сверхобменного взаимодействия двухосная анизотропия приводит к почти перпендикулярным страйпам.

Список использованных источников:

1. Бебенин Н.Г., Зайнуллина Р.И., Устинов В.В. Манганиты с колоссальным магнетосопротивлением / УФН–2018, Т. 188, С. 801–820 – DOI: 10.3367/UFNr.2017.07.038180

2. J.B. Goodenough, Theory of the Role of Covalence in the Perovskite-Type Manganites [LaM(II)]MnO_3 / Phys. Rev. –1955, V.100, P. 564–573–DOI:10.1103/PhysRev.100.564

3. Gonchar L.E., Theoretical study of frustrated magnetic ordering in $La_{1/3}Ca_{2/3}MnO_3$: The role of charge-orbital ordering / Journal of Magnetism and Magnetic Materials –2020, Vol. 513, P. 167248–DOI: 10.1016/j.jmmm.2020.167248

4. Radaelli P.G., Cox D.E., Marezio M., Cheong S.-W. Charge, orbital, and magnetic ordering in $La_{0.5}Ca_{0.5}MnO_3$ / Phys. Rev. B. –1997, V. 55, P. 3015–3023. –DOI: 10.1103/PhysRevB.55.3015.

5. Radaelli P.G., Cox D.E., Capogna L., Cheong S.-W., Marezio M., Wigner-crystal and bi-stripe models for the magnetic and crystallographic superstructures of $La_{0.333}Ca_{0.667}MnO_3$ / Phys. Rev. B. –1999, V. 59,P. 14440–14450– DOI: 10.1103/PhysRevB.59.14440.

6. Grenier S. *et al.* Observation of orbital ordering and Jahn-Teller distortions supporting the Wigner-crystal model in highly doped $Bi_{1-x}Ca_xMnO_3$ / Phys. Rev. B –2007, Vol. 75, P. 085101– DOI: 10.1103/PhysRevB.75.085101

7. E.O. Wollan, W.C. Koehler, Neutron Diffraction Study of the Magnetic Properties of the Series of Perovskite-Type Compounds [(1-x)La, xCa]MnO_3 / Phys. Rev. –1955, V. 100, P. 545–563. – https://doi.org/10.1103/PhysRev.100.545

УДК 538.955, 66.017

МАГНИТОМЯГКИЕ НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫЕ ПОКРЫТИЯ FeNi-C: СИНТЕЗ МЕТОДАМИ ЗЕЛЕНОЙ ХИМИИ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Чеканова Л.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Денисова Е.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Комогорцев С.В.

д.ф.-м.н., доцент, заведующий лабораторией Физики магнитных пленок, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Немцев И.В.

научный сотрудник, ФГБНУ Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Сибирский федеральный университет

Ткачев В.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Дальневосточный федеральный университет

Исхаков Р.С.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Плотников В.С.

д.ф.-м.н., профессор, Дальневосточный федеральный университет

Долгополова М.В.

к.ф.-м.н., доцент, Сибирский федеральный университет

Аннотация. *В работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств наноструктурированных покрытий из сплавов FeNi-C, синтезированных методом химического осаждения с использованием в качестве восстановителей различных полисахаридов. Характеризация пленок проводилась методами растровой электронной микроскопии и рентгеновской дифракции. Исследованы динамические и статические магнитные характеристики покрытий FeNi-C. Установлено, что полученные пленки относятся к классу высокоиндукционных и характеризуются намагниченностью до 200 Гс·см^3/г. Морфология поверхности пленок и коэрцитивная сила коррелируют с содержанием Fe в пленке и типом восстановителя. В зависимости от условий осаждения величина H_c лежит в пределах 8-20 Э.*

Ключевые слова: *сплавы FeNi-C, химическое осаждение, полисахариды, магнитные свойства*

SOFT MAGNETIC FeNi-C COATINGS: GREEN SYNTHESIS AND MAGNETIC PROPERTIES

Chekanova L.A.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Denisova E.A.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Komogortsev S.V.

Ph.D, head of Laboratory of Magnetic Films Physics , Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Nemtsev I.V.

Researcher, Federal Research Center KSC SB RAS, Siberian Federal University

Tkachev V.V.

Ph.D, researcher, Far Eastern Federal University

Iskhakov R.S.

Ph.D, professor, chief researcher, Kirensky Institute of Physics, FRC KSC SB RAS

V.S. Plotnikov

Ph.D, professor, Far Eastern Federal University

Dolgopolova M.V.

Ph.D, assistant professor, Siberian Federal University

Annotation. *The structural and magnetic properties of FeNi-C coatings produced by electroless plating with different carbohydrates as reducing agents have been investigated. The investigations of structure and magnetic properties of the FeNi-C coatings were carried out by X-ray diffraction, electron microscopy, magnetic measurements and ferromagnetic resonance. The surface morphology and coercivities of FeNi-C coatings are dependent on the iron content and type of reducing agent. The coercive force was in the range of 8 - 20 Oe, depending on the synthesis conditions. The local magnetic anisotropy field value increases with a decrease in Ni content.*

Keywords: *FeNi-C alloys, electroless plating, polysaccharides, magnetic properties*

В настоящее время значительное внимание уделяется разработке и исследованию магнитомягких материалов с высокой индукцией насыщения для создания сверхчувствительных магнитных датчиков разнообразного применения, записывающих головок высокоплотной быстродействующей магнитной записи, в устройствах микроэлектроники, системах защиты от излучения [1-2]. Сплавы FeNi, характеризующиеся низкой коэрцитивной силой и высокой магнитной проницаемостью, традиционно являются наиболее перспективными кандидатами для использования в качестве магнитомягких функциональных материалов. Наноструктурированные сплавы на основе железа могут быть получены различными методами, среди них магнетронное распыление, молекулярно-лучевая эпитаксия, электролитическое осаждение [3-4]. Перспективным является метод химического осаждения, как не имеющий ограничений по размеру и форме покрываемой поверхности, не требующий создания электролитической ячейки [5]. Классические химические методы синтеза наноструктурирован-

ных материалов, как правило, требуют использования токсичных реагентов (традиционные восстановители – борогидриды). В условиях перехода современного мира к устойчивому развитию одним из основных требований к технологическим процессам становится исключение токсичных реагентов. Использование в качестве восстановителя и стабилизатора природных полисахаридов может стать простым и технологичным методом создания уникальных наноразмерных материалов широкого спектра действия [6]. В нашей работе разрабатывается подход, связанный с заменой традиционных восстановителей углеводами, являющимися нетоксичными и возобновляемыми. При взаимодействии полисахаридов с солями металлов происходит реакция восстановления, образуются частицы металла размерами 5 – 20 нм, окруженные оболочкой из полисахаридов. При этом последние выполняют одновременно как роль восстановителя, так и стабилизатора, ограничивающего размеры металлического ядра. В данной работе представлены результаты исследования микроструктуры и магнитных свойств наноструктурированных покрытий FeNi-C, синтезированных методом химического осаждения с использованием в качестве восстановителей различных полисахаридов (арабиногалактана, крахмала и сахарозы).

Методом химического осаждения, основанном на реакции восстановления из водных растворов соответствующих солей металлов, синтезированы три серии пленок Fe с использованием в качестве восстановителей следующих углеводов: арабиногалактана (природного полисахарида, получаемого из древесины лиственницы) –серия А; крахмала –серия –Б; сахарозы – серия В. Полученные образцы исследовались методами рентгеновской дифракции и электронной микроскопии. Химический состав образцов определялся методом энергодисперсионного анализа. Интегральные (коэрцитивная сила) и основные (намагниченность насыщения, константа обменного взаимодействия, величина поля локальной анизотропии) магнитные характеристики синтезированных материалов исследованы как функции содержания Fe, Ni и C в сплаве.

Варьирование состава ванны для химического осаждения (соотношение Fe:Ni, тип восстановителя) позволяет синтезировать покрытия FeNi-C толщиной до 4мкм с однородным распределением элементов, с возможностью управлять морфологией поверхности и размером зерна (15-300 нм). На рис. 1 приведены РЭМ изображения покрытий FeNi-C, полученных с использованием различных полисахаридов. Установлено, что тип полисахарида обуславливает скорость осаждения и размер зерна в покрытиях. Наименьший размер зерна (~15 нм) наблюдается при осаждении пленок с арабиногалактаном. Наибольшая скорость осаждения покрытия FeNi-C зафиксирована при использовании в качестве восстановителя сахарозы (50 нм/с).

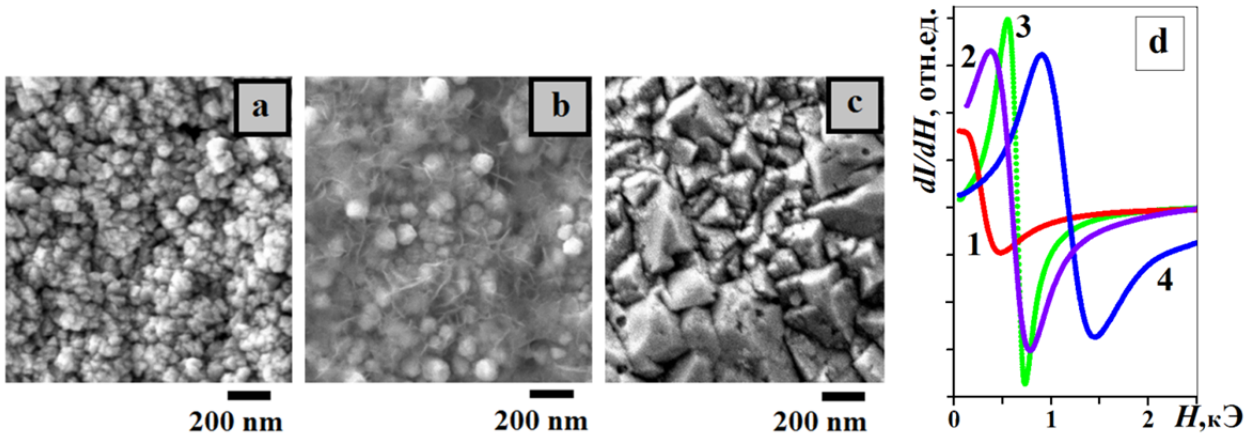


Рис.1. РЭМ изображения FeNi-C покрытий, полученных методом химического осаждения с различными восстановителями: a - арабиногалактаном, b – крахмалом, c – сахарозой;d - спектры ФМР пленок FeNi-C серии В с различным содержанием Ni : 1 – 1 % , 2 – 40 %,3 – 50 %, 4 – 60 %.

Фазовый состав сплава Fe_XNi_{1-X} определяет величину удельной намагниченности насыщения σ_S и поля локальной анизотропии H_a исследуемых образцов. Величина σ_S при x = 0 составляет 200 и 190 Гс·см^3/г для сахарозы и арабиногалактана (используемых в качестве восстановителей) соответственно; при x = 0,4 – величина σ_S порядка 105 (серия В) и 97 Гс·см^3/г (серия А). Поле локальной анизотропии было определено из закона приближения намагниченности к насыщению. Величина H_a изменяется в пределах от 0,5 до 1 кЭ, значения H_a уменьшаются с увеличением содержания Ni в сплаве. В зависимости от условий осаждения величина коэрцитивной силы лежит в пределах 8÷20 Э. Намагниченность насыщения образцов была определена также из спектров ферромагнитного резонанса. На рис.1 d представлены типичные спектры ФМР пленок FeNi-C. Значения M_{eff} рассчитывались по величине резонансного поля согласно стандартной формуле:

$$(\omega/\gamma)^2 = (H_{R//} + 4\pi M_{eff}) \cdot H_{R//}$$

для постоянного поля параллельного плоскости пленки. Величина $4\pi M_{eff}$ в данной формуле складывается из поля анизотропии формы пленки $4\pi M_s$ и поля магнитной анизотропии H_u. Используя величины M_s оцененные с помощью магнитометра мы оценили величины H_u. Так для образца $Fe_{50}Ni_{50}$-C из серии (В) значение H_u оказалось отрицательным, в то время как для остальных трех образцов, спектры которых даны на рис.1d H_u положительное. Максимальное положительное H_u оценено для покрытия $Fe_{99}Ni_1$-C серии (В). Это выглядит закономерным, с учетом того, что источником H_u могут выступать внутренние напряжения, а сплав $Fe_{99}Ni_1$ характеризуется максимальной магнитострикцией в ряду исследованных образцов. Отрицательная величина H_u может быть связана с включениями углерода в покрытии.

Таким образом, методом химического осаждения с использованием арабиногалактана, крахмала и сахарозы в качестве восстановителей синтезированы пленки Fe-Ni-C. Определено влияние химического и фазового состава покрытий на микроструктуру и магнитные характеристики синтезированных образцов. Проведен сравнительный анализ магнитных свойств пленок FeNi-C сплава, синтезированных с использованием восстановителей различного типа.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-43-240003. Авторы выражают благодарность Красноярскому краевому научно-исследовательскому центру ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование.

Список использованных источников:

1. O'Donnell T., Wang N., Kulkarni S., Meere R., Rhen F.M., Roy S., O'Mathuna S., Electrodeposited anisotropic NiFe 45/55 thin films for high-frequency micro-inductor applications.// J. Magn. Magn. Mater. – 2010. – 322 (9–12). – P.1690–1693.

2. Finizio S., Wintz S., Bracher D., Kirk E., Semisalova A. S., et.al. Thick permalloy films for the imaging of spin texture dynamics in perpendicularly magnetized systems// Phys. Rew. B. –2018. –V.98. – P. 104415.

3. Александров В.А., Веселов А.Г. Магнитоактивность пленок пермаллоя, выращенных в зоне рекомбинационного горения низкотемпературной плазмы// ЖТФ. –2008. –Т.78, вып.3. –С. 101-103.

4. Zhang M., Deng C. Magnetic, optical and electrical properties of permalloy films by DC magnetron sputtering// J Mater Sci: Mater Electron. – 2021. –V. 32. –P.4949–4960.

5. Yamamoto T., Nagayama T., Nakamura T. The Electroless Deposition of Fe-Ni Alloy Thin Films for Power Semiconductor Package//ECS Transactions. – 2017. –V.75. – P. 77–85.

6. Трофимов Б.А., Сухов Б.Г., Александрова Г.П., Медведева С.А., Грищенко Л.А., и др. Нанокомпозиты с магнитными, оптическими, каталитическими и биологически активными свойствами на основе арабиногалактана// Доклады академии наук. –2003.–Т. 393, №5.–С.634-635.

УДК 537.622.4

МАГНИТНАЯ АНИЗОТРОПИЯ ИГЛ MNSB В МАТРИЦЕ INSB, ДЕТЕКТИРУЕМАЯ МЕТОДОМ СКВИД-МАГНИТОМЕТРИИ И ФМР-СПЕКТРОСКОПИИ

Дмитриев А.И.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт проблем химической физики РАН

доцент, Российский университет транспорта

Кочура А.В.

к.ф.-м.н., доцент, заместитель директора Регионального центра нанотехнологий Юго-Западного государственного университета

Маренкин С.Ф.

д.х.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН

профессор, Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»

Lähderanta E.

Professor, Lappeenranta University of Technology

Кузьменко А.П.

д.ф.-м.н., профессор, директор Регионального центра нанотехнологий Юго-Западного государственного университета

Аронзон Б.А.

д.ф.-м.н., профессор, заведующей лабораторией, Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Аннотация. *Магнитная анизотропия ограненных игольчатых монокристаллических включений MnSb в матрице InSb определена магнитометрическим методом и методом ферромагнитного резонанса и исследована в интервале температур 5 – 350 К. В гранулированных образцах InSb-MnSb наблюдается степенная зависимость константы анизотропии K(T) от намагниченности насыщения $M_S(T)$ в диапазоне температур 5 – 350 К с показателем степени $n = 3.2 \pm 0.4$ в соответствии с теориями, развитыми в работах Акулова, Зинера и Калленов.*

Ключевые слова: *магнитная анизотропия, антимонид марганца, эвтектическая композиция, намагниченность, ферромагнитный резонанс*

MAGNETIC ANISOTROPY OF THE MNSB NEEDLE IN THE INSB MATRIX DETECTED BY SQUID MAGNETOMETRY AND FMR SPECTROSCOPY

Dmitriev A.I.

PhD, Senior Researcher, Institute of Problems of Chemical Physics RAS

Associate Professor, Russian University of Transport

Kochura A.V.

PhD, Associate Professor, Deputy Director of the Regional Center for Nanotechnology, Southwestern State University

Marenkin S.F.

Professor, Chief Researcher, Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry, Russian Academy of Sciences

Professor, National University of Science and Technology «MISiS»

Lähderanta E.

Professor, Lappeenranta University of Technology

Kuzmenko A.P.

Professor, Director of the Regional Center for Nanotechnology, Southwestern State University

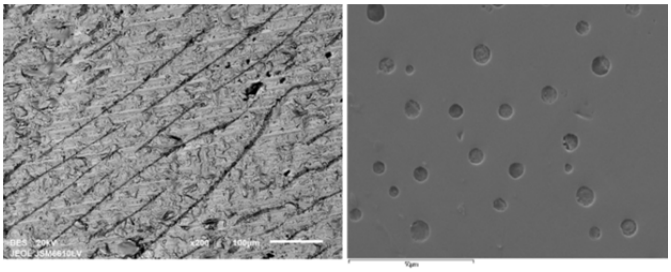
Aronzon B.A.

Professor, Head of the Laboratory, Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences

Annotation. *The magnetic anisotropy of needle-like single-crystal MnSb inclusions in the InSb matrix was determined and studied in the temperature range 5 – 350 K. In granular InSb-MnSb samples a power-law dependence of the anisotropy constant K(T) on the saturation magnetization $M_S(T)$ is observed in the temperature range 5 – 350 K with an exponent n = 3.2 ± 0.4 in accordance with the theories developed by Akulov, Zener, and Callens.*

Keywords: *magnetic anisotropy, manganese antimonide, eutectic composition, magnetization, ferromagnetic resonance*

Эвтектическую композицию InSb-MnSb (рис. 1) выращивали методом Бриджмена. В качестве шихты использовали порошки, приготовленные из монокристаллического высокочистого InSb и MnSb. Рентгенофазовый анализ показал наличие двух фаз: InSb и MnSb. С помощью дифракционных исследований ориентации кристалла вдоль оси роста установлено, что эвтектическая композиция представляет собой монокристаллическую матрицу InSb, ориентированную по направлению [110], содержащую монокристаллические включения MnSb с ориентацией [001]. Эти включения, согласно микроскопическим исследованиям имеют форму игл, направленных вдоль оси роста, с длиной от 1 мм и диаметром от 1 до 5 мкм.

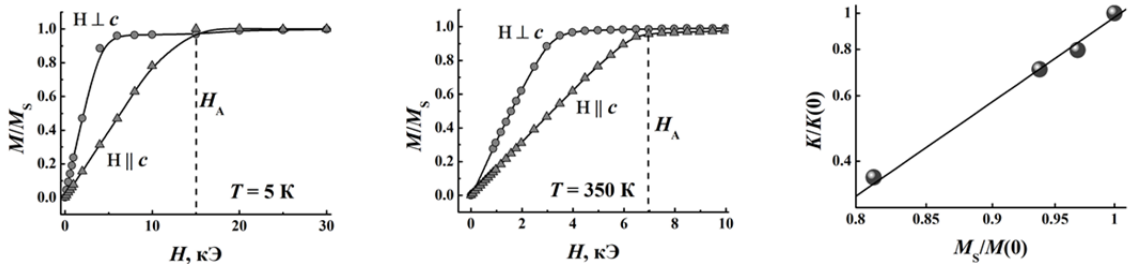


а) б)

Рис. 1. Микрофотографии игольчатых монокристаллических включений MnSb в матрице InSb вдоль (а) и поперек (б) направления [001], полученные с помощью сканирующего электронного микроскопа

Вид полевых зависимостей намагниченности $M(H)$ образца InSb-MnSb, полученных с помощью СКВИД-магнитометра S600X (Cryogenic Ltd.), типичен для ферромагнетиков с сильной магнитной анизотропией (МА) (рис. 2*а*). Характер обеих кривых $M(H)$, измеренных при T = 350 К, когда магнитное поле направлено вдоль и поперек игл MnSb, указывает на то, что ось легкого намагничивания (ОЛН) перпендикулярна длинной стороне игольчатых включений MnSb, т.е. их оси *c*. Соответственно, ось *c* включений MnSb, является осью труд-

ного намагничивания. Эта ситуация сохраняется до самой низкой температуры измерений T = 5 К (рис. 2*б*).



а) б) в)

*Рис. 2. Полевые зависимости намагниченностей, измеренных при температурах T = 350 К (а) и T = 5 К (б) в двух ориентациях: вектор напряженности магнитного поля направлен вдоль (**H** ∥ c) и поперек (**H** ⊥ c) игольчатых монокристаллических включений MnSb. Пунктирной линией отмечено поле магнитной анизотропии. Зависимость приведенной эффективной константы анизотропии от приведенной намагниченности насыщения в двойных логарифмических координатах (в). Сплошной линией показана аппроксимация линейной зависимостью*

Во всем исследованном диапазоне температур при некотором значении H зависимости $M(H)$, измеренные вдоль и поперек ОЛН включений MnSb, достигают насыщения и принимают равные значения (рис. 2). Это значение является полем МА H_A, из которого по формуле $H_A = K/M_S$ можно оценить абсолютную величину эффективной константы МА K, которая, в свою очередь, определяется как $K = 2K_1+4K_2$, здесь K_1, K_2 – константы МА первого и второго порядков, соответственно; M_S – намагниченность насыщения. Величина K для включений MnSb принимает значения (1,9 ± 0,1) × 10^6 эрг/см^3 (T = 350 К) и (5,4 ± 0,2) × 10^6 эрг/см^3 (T = 5 К). Зависимость $K(T)$ для самых разнообразных ферромагнитных материалов хорошо описывается теориями, развитыми в работах Акулова [1], Зинера [2] и Калленов [3]. Все они предсказывают степенную зависимость K l-ого порядка $K_l(T)$ от намагниченности насыщения $M_S(T)$:

$$\frac{K_l(T)}{K_l(0)} = \left[\frac{M_S(T)}{M_S(0)}\right]^n, \text{ где } n = l(l+1)/2.$$

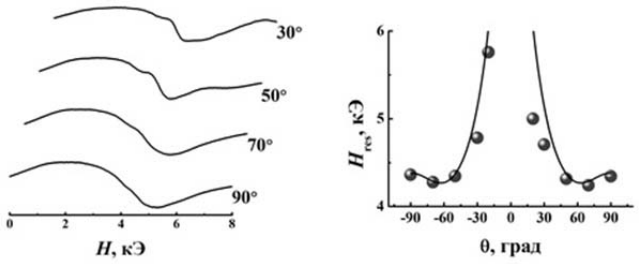
Здесь $K(0)$ и $M_S(0)$ – значения соответствующих параметров при T = 0 К. При анализе экспериментальных данных в качестве $K(0)$ и $M_S(0)$ использовали соответствующие значения при наименьшей доступной нам температуре T = 5 К. Спрямление зависимости приведенной эффективной константы анизотропии $K(T)/K(0)$ от приведенной намагниченности насыщения $M_S(T)/M_S(0)$ (рис. 2в) в двойных логарифмических координатах означает, что величина K прямо пропорциональна $(M_S)^n$ во всем диапазоне температур. При этом значение показателя n принимает значение n = 3.2 ± 0.4. Это соответствует случаю, когда в величину эффективной анизотропии $K(T)$ вносят сопоставимый вклад обе константы первого K_1 и второго K_2 порядков.

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) образца InSb-MnSb, полученные с помощью спектрометра Bruker ELEXSYS-II E500 X-диапазона (9.4 ГГц) с цилиндрическим резонатором ER4103TM, состоят из двух перекрывающихся линий лоренцовой формы (рис. 3*а*). Интегральная интенсивность одной из них более чем на порядок превышает соответствующее значение для другой линии.

Ориентационная зависимость резонансного поля $H_{res}(\theta)$ основной линии ФМР в образце InSb-MnSb (рис. 3*б*) обусловлена МА. Зависимость резонансного поля ФМР от угла θ с

учетом первой и второй констант МА следует из свободной энергии, которая определяется выражением [4]:

$$E = -\vec{H}\vec{M} - (K_{1\perp} - 2\pi M_s^2)\cos^2\theta - \frac{1}{2}K_{2\perp}\cos^4\theta$$
$$-\frac{1}{2}K_{2\parallel} \times \frac{1}{4}(3 + \cos 4\varphi)\sin^4\theta + K_{1\parallel}\sin^2\theta \times \cos^2(\varphi - \varphi_{2\parallel}) \quad (1)$$



а) б)

Рис. 2. Измеренные при T = 300 K спектры ФМР в различных ориентациях магнитного поля относительно оси с включений MnSb (а) и зависимость резонансного поля H_{res} основной линии ФМР от угла θ между линями напряженности магнитного поля и осью с включений MnSb (б)

Резонансная угловая частота ω записывается в виде [5]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2}\left[E_{\theta\theta} \times \left(\frac{E_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta} + \frac{\cos\theta}{\sin\theta}E_\theta\right) - \left(\frac{E_{\theta\varphi}}{\sin\theta} - \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \times \frac{E_\varphi}{\sin\theta}\right)^2\right], \quad (2)$$

где E_θ, E_φ, $E_{\theta\theta}$, $E_{\varphi\varphi}$, $E_{\theta\varphi}$ – первые и вторые частные производные свободной энергии (1) по соответствующим углам. Дифференцируя уравнение (1) и подставляя производные в (2) может быть получено выражение для зависимости $H_{res}(\theta)$ в неявном виде. Здесь оно не приводится ввиду громоздкости. Из аппроксимации экспериментальной зависимости резонансного поля H_{res} основной линии ФМР от угла θ были определены значения констант $K_1 = -1{,}58 \times 10^6$ эрг/см^3, $K_2 = 1{,}11 \times 10^6$ эрг/см^3.

Работа выполнена по темам государственных заданий 0089-2019-0011 и 0851-2020-0035, а также при поддержке РНФ (№ 21-73-20220).

Список использованных источников:

1. Akulov N. Zur Quantentheorie der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierungskurve // Zeitschrift für Physik. – 1936. – Vol. 100. – P. 197–202.

2. Zener C. Classical Theory of the Temperature Dependence of Magnetic Anisotropy Energy // Physical Review. – 1954. – Vol. 96. P. 1335–1337.

3. Callen H.B., Callen E. J. The present status of the temperature dependence of magnetocrystalline anisotropy, and the l(l+1)2 power law // Journal of Physics and Chemistry of Solids – 1966. – Vol. 27. – P. 1271–1285.

4. Schulz B., Baberschke K. Crossover from in-plane to perpendicular magnetization in ultrathin Ni/Cu(001) films // Physical Review B – 1994. – Vol. 50. – P. 13467–13471.

5. Baselgia L., Warden M., Waldner F., Hutton S.L., Drumheller J.E., He Y.Q., Wigen P.E., Maryško M. Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets // Physical Review B – 1988. – № 38. – P. 2237–2242.

УДК 538.955

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ ФАЗОВОЙ СТАБИЛЬНОСТИ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА Ni-Mn-Ga ДОПИРОВАННЫХ Co

Ерагер К.Р.

лаборант-исследователь кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Байгутлин Д.Р.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Соколовский В.В.

д.ф.-м.н., доцент кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Бучельников В.Д.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Аннотация. *С помощью расчетов из первых принципов изучается сегрегация в серии сплавов Гейслера* $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Ga_{1-y}$ *с ферромагнитным и ферримагнитным упорядочением магнитных моментов. Показано, что устойчивость демонстрируют только составы* $Ni_{2-x}Co_xMnGa$.

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, сегрегация, стабильность, ab initio расчеты.*

FIRST-PRINCIPLES STUDY OF PHASE STABILITY OF Co-DOPED Ni-Mn-Ga HEUSLER ALLOYS

Erager K.R.

Laboratory assistant researcher of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Baigutlin D.R.

Junior researcher of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Sokolovskiy V.V.

Dr.Sci. Phys. and Math., professor of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Buchelnikov V.D.

Dr.Sci. Phys. and Math., professor, Head of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Annotation. *Segregation in a series of $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Ga_{1-y}$ Heusler alloys with ferromagnetic and ferrimagnetic orders is studied by first-principles calculations. It is shown that only the compositions $Ni_{2-x}Co_xMnGa$ are stable.*

Keywords: *Heusler alloys, segregation, stability, ab initio calculations.*

Сплавы Гейслера на основе Ni – Mn с составами, близкими к стехиометрическому Ni_2MnZ, относятся к семейству ферромагнитных сплавов с памятью формы, это тройные интерметаллические соединения с общей формулой X_2YZ. Взаимодействие между структурой и магнетизмом порождает ряд необычных свойств, таких как магнитная сверхупругость, магнитокалорический эффект и гигантское магнитосопротивление, что делает их перспективными как с практической точки зрения, так и с точки зрения фундаментальных исследований [1].

Известно, что легирование дополнительным элементом может приводить к изменениям физических свойств: резко изменять как магнитные, так и структурные фазовые переходы. Замещение Co в позиции Ni влияет на критические температуры и обменные взаимодействия мартенситной и аустенитной фаз в сплаве $Ni_{50}Mn_{30}Ga_{20}$ [2]. Первопринципные расчеты [3, 4] показывают, что с увеличением содержания Co для мартенситной фазы параметр решетки *a* увеличивается, а *c* уменьшается, что приводит к уменьшению отношения тетрагональности *c/a* немодулированного мартенсита, но, одновременно, увеличивает стабильность кубической фазы. Авторы работы [5] показали, что легирование кобальтом приводит к сильным ферромагнитным (ФМ) взаимодействиям между Mn и Co в аустенитной фазе, тогда как для мартенситной фазы эти взаимодействия вдвое меньше. Также, добавление Co к сплавам Ni-Mn-Ga приводит к расщеплению связанных фазовых переходов при температуре Кюри. Обнаружено, что T^A_C увеличивается, тогда как T^M_C уменьшается с увеличением содержания Co.

Авторы работы [6] показывают, что, в зависимости от термообработки, соединения с избытком Mn становятся неустойчивыми. Сегрегация в сплаве $Ni_{50}Mn_{39}Sn_{11}$ возникает после двухступенчатой термообработки при 1200 и 773 K. Недавние экспериментальные данные [7 – 10] также показали, что антиферромагнитные (АФМ) сплавы Гейслера $Ni_{50}Mn_{45}X_5$ (x = Sn, Al, Ga, In) нестабильны и разлагаются на двухфазную FM $L2_1$-кубическую $Ni_{50}Mn_{25}X_{25}$ и AFM $L1_0$-тетрагональную фазу $Ni_{50}Mn_{50}$ при температуре отжига около 650 – 800 K. Авторы работы [1] провели исследование из первых принципов сплавов Гейслера $Ni_2Mn_{1+x}(In, Sn, Ga, Al)_{1-x}$, $Mn_2Ni_{1+x}(Ga, Al)$ и $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$. Показано, что соединения $Ni_2Mn_{1+x}(In, Sn, Al)_{1-x}$ с избыточным содержанием Mn при низких температурах неустойчивы во всем диапазоне концентраций от разложения в двухфазную систему. $Ni_2Mn_{1+x}Ga_{1-x}$ и $Mn_2Ni_{1+x}(Ga, Al)_{1-x}$ стабильны в узком диапазоне концентраций около стехиометрии 2-1-1. Авторы обнаружили, что ферромагнитный $Ni_{2+x}Mn_{1-x}Ga$, стабилен в диапазоне концентраций $0 < x < 0.6$. Принимая во внимание экспериментальные данные, мы исследуем возможные эффекты сегрегации для сплавов Гейслера.

Исследования сплавов из первых принципов в рамках теории функционала плотности всего диапазона составов в нестехиометрических системах $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Ga_{1-y}$ (x = 0.25 и y = 0, 0.25, 0.5, 0.75) для двух случаев упорядочения магнитных моментов: ферромагнитного – ФМ (все спины ↑↑) и ферримагнитного – ФИМ (спины избыточного Mn ↓↓) были выполнены с помощью программного пакета «VASP» [11]. Полная оптимизация геометрии более выгодных атомных позиций была проведена с помощью программного пакета Atat и метода SQS (special quasirandom structures) [12]. Расчеты проводились для 16-атомной суперячейки в приближении GGA-PBE для различных типов кристаллических структур в кубической и тетрагональной фазе. Интегрирование для зоны Бриллюэна проводилось на единой k-точечной сетке Монкхорста-Пака (12 × 12 × 12).

По рассчитанным данным построены графики зависимости разницы энергии кристалла по отношению к фазе аустенита (ΔE) от тетрагонального искажения (c/a) для систем $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Ga_{1-y}$ (рис. 1).

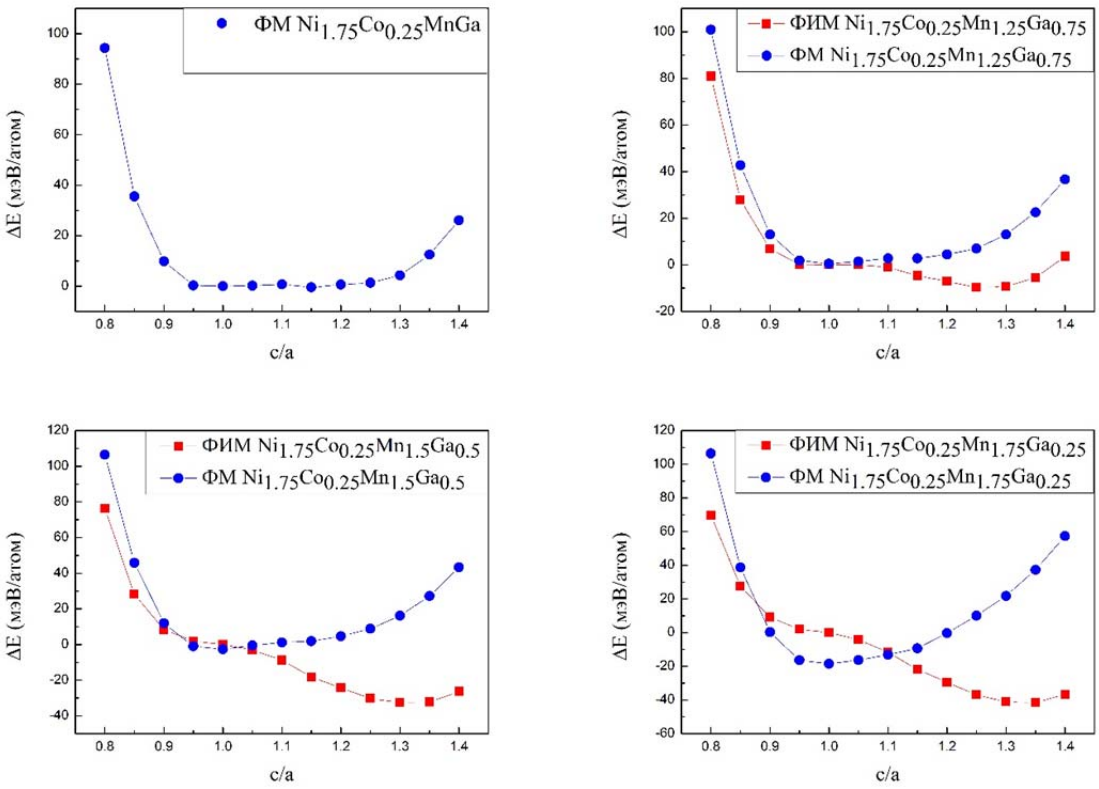


Рис. 1. Зависимость разницы энергии от тетрагонального искажения кубической $L2_1$ структуры сплава $Ni_{1.75}Co_{0.25}Mn_{1+y}Ga_{1-y}$ с магнитным упорядочением ФМ и ФИМ

Как видно на рис. 1, для всех составов с ферримагнитным упорядочением магнитных моментов и увеличением концентрации Mn за счет атомов Ga характерно возникновение стабильной мартенситной фазы тетрагональной структуры $L1_0$.

На следующем этапе выполнена оценка возможных эффектов сегрегации для исследуемых систем. Для этого рассчитывались энергии образования составов $Ni_{2-x}Co_xMn_{1+y}Ga_{1-y}$, а также всех стабильных композиций (Co, Co_3Ni, Ga, Ga_3Co, Ga_3Ni_2, Ga_3Ni_5, Ga_7Ni_3, Ga_9Ni_3, GaCo, $GaNi_3$, Mn, Mn_3Co, MnGa, $MnGa_2Ni_9$, $MnGa_4$, $MnGaCo_2$, $MnGaNi_2$, $MnNi_3$, Ni) согласно базе данных на Materials project [13].

Для расчета энергии смешивания, характеризующей тенденцию соединений к сегрегации, была использована следующая формула:

$$E_{mix} = E_0^{Ni-Co-Mn-Ga} - \sum_i^N E_i^{Stable} \quad (1)$$

где E_0 – полная энергия соединения, E_i – энергия каждого компонента в своей кристаллической структуре, N – различное количество компонентов распада. Для каждой композиции были сгенерированы все возможные комбинации реакций распада на стабильные компоненты с соответствующими стехиометрическими коэффициентами.

На рис. 2 представлены рассчитанные значения энергии образования для конфигурации $Ni_{1.75}Co_{0.25}MnGa$. Отрицательное значение энергии смешивания указывает на то, что состав стабилен, т. е. такой сплав может образоваться в условиях равновесия. Из

100% возможных стабильных реакций и реакций распада ~66.7 % указывают на возможную стабильность, т.е. данная композиция может быть метастабильной.

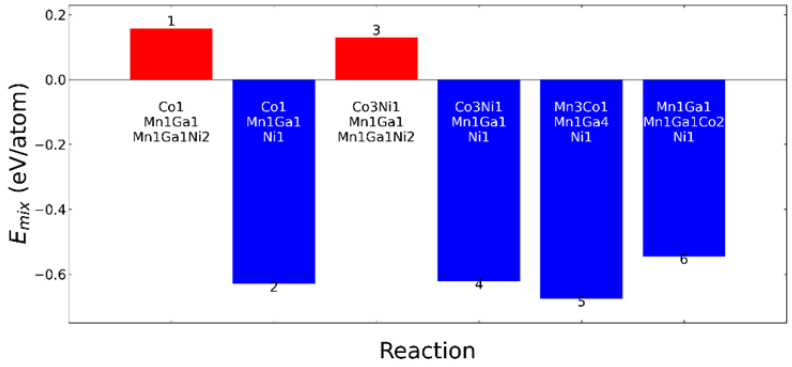


Рис. 2. Энергия образования для состава $Ni_{1.75}Co_{0.25}MnGa$

Таким образом для композиций $Ni_{1.75}Co_{0.25}Mn_{1+y}Ga_{1-y}$ характерен мартенситный переход из ФМ кубической $L2_1$ структуры в ФИМ тетрагональную $L1_0$ структуру. Устойчивость демонстрируют только составы $Ni_{2-x}Co_xMnGa$.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 17-72-20022.

Список использованных источников:

1. V. Sokolovskiy. Segregation tendency of Heusler alloys // Physical revive materials. – 2019. – № 3. – 084413.
2. S. Fabbrici. Reverse magnetostructural transformation in Co-doped NiMnGa multifunctional Alloys // Applied Physics Letters. – 2009. – № 95. – 022508.
3. J. Bai. The effects of alloying element Co on Ni-Mn-Ga ferromagnetic shape memory alloys from first-principles calculations // Applied Physics Letters. – 2011. – № 98. – 164103.
4. M. Zeleny. First-principles study of Co- and Cu-doped Ni_2MnGa along the tetragonal deformation path // Physical revive. – 2014. – № 89. – 184103.
5. V. Sokolovskiy. Ab Initio and Monte Carlo Approaches For the Magnetocaloric Effect in Co- and In-Doped Ni-Mn-Ga Heusler Alloys // Entropy. – 2014. – № 16. С. 4992-5019.
6. W. Yuhasz. J. Metastability of ferromagnetic Ni–Mn–Sn Heusler alloys // Journal of Alloys and Compounds. – 2009. – № 105. С. 681-684.
7. T. Krenke. Magnetic proximity effect and shell-ferromagnetism in metastable $Ni_{50}Mn_{45}Ga_5$ // Journal of Applied Physics. – 2016. – № 120. – 21 с.
8. A. Çakir. Shell-ferromagnetism of nano-Heuslers generated by segregation under magnetic field // Sci. Rep. – 2016. – № 6. – 28931.
9. A. Çakir. Shell-ferromagnetism in Ni-Mn-based Heuslers in view of ductile Ni-Mn-Al // AIP Advances. – 2017. – № 7. – 056424.
10. A. Çakir. Shell-ferromagnetic precipitation in martensitic off-stoichiometric Ni-Mn-In Heusler alloys produced by temper-annealing under magnetic field // Acta Mater. – 2017. – № 127. – С. 117-123.
11. G. Kresse. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set // Physical revive. – 1996. – № 54. – С. 11169-11186.
12. A. van de Walle. Efficient stochastic generation of special quasirandom structures // Calphad Journal. – 2013. – № 42 – С. 13-18.
13. A. Jain. Materials Project [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://materialsproject.org/ (дата обращения 15.04.2021).

УДК 537.622.4

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ И МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ $(Nd_{1-X}Ce_X)(Fe_{0,75}Co_{0,25})_{11,3}Ti_{0,35}V_{0,35}$ (ГДЕ $0 \leq X \leq 0,3$) ПОСЛЕ ЗАКАЛКИ ИЗ ЖИДКОГО СОСТОЯНИЯ, ОТЖИГА И АЗОТИРОВАНИЯ

Железный М.В.

ассистент кафедры Физического материаловедения НИТУ «МИСиС»

Аннотация. *В работе рассмотрены структурные превращения и гистерезисные магнитные свойства быстрозакаленных сплавов (Nd, Ce) (Fe, Co)$_{11,3}$ (Ti, V)$_{0,7}$ после азотирования. Легирование церием и азотирование исследуемых сплавов приводит к увеличению значений гистерезисных магнитных свойств.*

Ключевые слова: *сплавы со структурой ThMn$_{12}$, закалка из жидкого состояния, азотирование, магнитные гистерезисные свойства*

Structure and magnetic properties of melt-spun $(Nd_{1-X}Ce_X)(Fe_{0,75}Co_{0,25})_{11,3}Ti_{0,35}V_{0,35}$ alloys (x = 0-0.3) after annealing and nitriding

M V Zheleznyi

assistant of Department of Physical materials science
National University of Science and Technology «MISiS»

Annotation. *Structural transformations and hysteretic magnetic properties of rapidly quenched alloys (Nd, Ce)(Fe, Co)$_{11,3}$(Ti, V)$_{0,7}$ after nitriding are considered. Nitriding and increasing the cerium content in the investigated alloys lead to an increase in the values of the hysteretic magnetic properties.*

Keywords: *alloys with ThMn$_{12}$ crystal structure, melt-spun alloys, nitriding, magnetic hysteresis properties*

Сплавы на основе интерметаллических соединений Nd(Fe, Co)$_{12-y}$M$_y$ (M = Ti, V, Cr, Mo и т.д.) со структурным типом ThMn$_{12}$ известны более 30 лет и относятся к перспективным магнитотвердым материалам, которые обладают высокими значениями намагниченности насыщения, температуры Кюри, поля и констант магнитокристаллической анизотропии [1 - 3]. Присутствие слабомагнитных элементов *M*-типа в кристаллической структуре соединений R(Fe, Co, M)$_{12}$ (R = Nd, Ce, Sm и т.д.) необходимо для термодинамической устойчивости. При этом значительное содержание рассмотренных элементов приводит к существенному снижению значений рассмотренных фундаментальных магнитных свойств.

Авторы работ [4 - 6] получили методом ускоренного охлаждения расплава на медном барабане (strip - casting) устойчивые интерметаллические соединения (Nd, Zr)(Fe, Co, Ti)$_{12}$ с повышенным содержанием железа и кобальта (с пониженным содержанием неодима и титана). Также им удалось произвести процесс азотирования сплава на основе нового соединения. Рассмотренные воздействия способствовали заметному увеличению значений темпера-

туры Кюри, намагниченности насыщения и поля анизотропии по сравнению с базовым соединением.

В связи с этим, исследование структурных превращений и магнитных свойств сплавов (Nd, Ce)(Fe, Co, Ti, V)$_{12}$, подвергнутых закалке из жидкого состояния с последующим азотированием, является актуальной задачей.

В работе получены сплавы методом дугового плавления в атмосфере аргона с последующей закалкой из жидкого состояния, которую проводили на установке для спиннингования расплава DVX-II. Далее образцы подвергали процессу гидрирования-дегидрирования при температуре 200 ºС с дальнейшим азотированием при давлении 15 атм. и температуре 430 ºС в течение 40 часов. Элементный состав образцов определялся на рентгенофлуоресцентном спектрометре с волновой дисперсией Rigaku ZSX Primus II, рентгеноструктурные исследования проводились на дифрактометре Rigaku Ultima IV (CoK_α – излучение) с помощью программного обеспечения Rigaku PDXL 2. Микроструктура литых сплавов исследовалась с помощью сканирующего электронного микроскопа Tescan Vega 3SB, оснащенного приставкой для энергодисперсионного элементного микроанализа Oxford Instruments. Микроструктуру закаленных из жидкого состояния образцов в виде чешуек, которые подготавливали методом ионного травления на установке JEOL Ion Slicer IS - 9100, исследовали с помощью просвечивающего электронного микроскопа JEOL JEM 1400. Магнитные гистерезисные свойства образцов были определены с помощью вибрационного магнетометра VSM - 250 во внешнем магнитном поле напряженностью 20 кЭ.

В настоящей работе исследовано влияние содержания церия на магнитные гистерезисные свойства (при комнатной температуре) сплавов на основе нового интерметаллического соединения $Nd(Fe_{0,75}Co_{0,25})_{11,3}Ti_{0,35}V_{0,35}$ со структурным типом $ThMn_{12}$ в различных структурных состояниях (после различных экстремальных воздействий).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) в рамках научного проекта № 20-03-00971 А при частичной поддержке Российского научного фонда в рамках мероприятия «Проведение исследований научными группами под руководством молодых ученых» Президентской программы исследовательских проектов, реализуемых ведущими молодыми учеными (грант РНФ 18-72-10161).

Список использованных источников:

1. Y. Yang, S. Hong, Zh. Zhen-yong et al. // Solid State Commun. 1988. V. 68. P. 175.
2. J. Yang, Sh. Dong, Ying-chang Yang // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. P. 3013.
3. K. H. J. Buschow // J. Magn. Magn. Mater. 1991. V.100. Issues 1-3. P. 79.
4. S. Suzuki, T. Kuno, K. Urushibata et al. // AIP Advances. 2014. V. 4. 117131. doi: 10.1063/1.4902176.
5. N. Sakuma, S. Suzuki, T. Kuno et. al. // AIP Advances. 2016. V. 6. 056023. doi: 10.1063/1.4944521.
6. S. Suzuki, T. Kuno, K. Urushibat et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2016. V. 401. P. 259–268. doi:10.1016/j.jmmm.2015.10.042.

УДК 538.93

ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОМПОЗИТЫ С МАГНИТНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

Иванов О.Н.

д.ф.-м.н., заведующий лабораторией «Перспективные материалы альтернативной энергетики»,
Белгородский государственный технологический университет им. В.Г. Шухова

Япрынцев М.Н.

к.ф.-м.н., научный сотрудник ЦКП «Технологии и материалы», Белгородский государственный национальный исследовательский университет

Жежу М.В.

аспирант кафедры теоретической и экспериментальной физики, Белгородский государственный национальный исследовательский университет

Аннотация. *Разработка термоэлектрических композитов (нанокомпозитов) с магнитным (ферромагнитным или антиферромагнитным) наполнителем является перспективным направлением развития современного термоэлектрического материаловедения. В работе представлены результаты изучения и анализа особенностей микроструктуры и термоэлектрических свойств композита, состоящего из матрицы на основе низкотемпературного термоэлектрика Bi_2Te_3 и наполнителя из ферромагнитного Ni.*

Ключевые слова: *термоэлектрические композиты, термоэлектрические свойства, магнитные включения*

THERMOELECTRIC COMPOSITES WITH MAGNETIC INCLUSIONS

Ivanov O.N.

Dr. Sc., head of Laboratory “Prospect materials for alternative energy”,
Belgorod State Technological University named after V.G. Shukhov

Yaprintsev M.N.

Ph.D, researcher of joint research centre "Technologies and Materials", Belgorod State University

Zhezhu M.V.

Post-graduate student of department of theoretical and experimental physics, Belgorod State University

Annotation. *Developing of the thermoelectric composites (nanocomposites) with magnetic (ferromagnetic or antiferromagnetic) filler is prospect direction in modern thermoelectric materials science. The present work reports the results extracted from research and analysis of features in the microstructure and thermoelectric properties of the composite consisting of low-temperature thermoelectric Bi_2Te_3 matrix and ferromagnetic Ni filler.*

Keywords: *thermoelectric composites, thermoelectric properties, magnetic fillers*

Одним из перспективных подходов современного термоэлектрического материаловедения, который может привести к значительному повышению термоэлектрической эффективности материалов, является разработка микро (нано) композитов на основе матрицы из термоэлектрического материала с магнитоактивными включениями наполнителя, случайно распределенными внутри матрицы [1, 2]. В этих композитах одновременно могут быть задействованы несколько физических механизмов, влияющих на их термоэлектрические свойства. Как правило, матрица композита представляет собой поликристаллический полупроводниковый материал, тогда как магнитными включениями являются переходные *d*- или *f*-металлы. В настоящей работе представлены результаты анализа особенностей микроструктуры и термоэлектрических свойств композита, состоящего из поликристаллической матрицы Bi_2Te_3 (низкотемпературный термоэлектрик) и ферромагнитного никелевого наполнителя (температура Кюри 628 К).

Для получения композитов Bi_2Te_3+*x*Ni с различным содержанием Ni (*x*=0, 0,5, 0,85, 1,25 и 1,5 ат.%), смеси исходных порошков Bi_2Te_3 и Ni, взятые в необходимом соотношении, подвергали электроискровому плазменному спеканию при давлении 40 МПа и температуре 573 К в течение 2 мин. Исходный порошок Bi_2Te_3, состоящий из гексагональных пластин со средним размером несколько сотен нм и толщиной ~ 100 нм, соответствовал гексагональной фазе *R*3*m* (рис. 1 (а)) с параметрами решетки *a*=0,4354 нм и *c*=3,035 нм (б). Исходный порошок Ni, состоящий из агломерированных образований почти сферической формы диаметром 150÷200 нм (рис. 1 (в)), представлял собой гранецентрированную кубическую фазу *Fm*3*m* (г) с *a*=0,3525 нм. Установлено, что образцы всех составов текстурируются в процессе спекания, и степень текстурирования зависит от *x*. Ось текстурирования ориентирована в направлении прессования. Дифрактограммы, снятые с поверхностей образцов, ориентированных параллельно или перпендикулярно оси текстурирования, заметно отличаются. Например, дифрактограммы, для композита с *x*=1,25 ат. %, показаны на рис. 1 (д) (параллельная поверхность) и (ж) (перпендикулярная поверхность), соответственно. Наблюдаемое различие в дифрактограммах связано с частичным упорядочением пластинчатых зерен, формирующих в процессе спекания ламельные слои таким образом, что кристаллографическая ось «*c*» зерен направлена преимущественно перпендикулярно слоям, а плоскости «*a*-*b*» - преимущественно лежат в этой плоскости (рис. 2 (д) и (ж)). Степень текстурирования определяли с помощью фактора Лотгеринга, *LF*. Соединение без наполнителя наименее текстурированно. При постепенном внедрении наполнителя в матрицу *LF* стабильно возрастает с увеличением *x* до *x*=1,25 ат. %. Но для металлокерамического композита с *x*=1,5 ат. %, *LF* заметно снижается (Таблица 1).

Было обнаружено, что фазовый состав композитов Bi_2Te_3+*x*Ni изменяется в процессе синтеза. Помимо исходных фаз Bi_2Te_3 и Ni, образуется новая фаза $NiTe_2$. Эта фаза имеет тригональную структуру $P3\bar{m}1$ с параметрами решетки *a*=0,3895 и *c*=0,5470 нм. Сосуществование трех фаз в композитах подтверждается анализом дифрактограмм (рис. 1 (ж)) и BSE-изображения (back-scattered electrons), полученного с полированной поверхности композита, и картированием распределения Bi, Te и Ni по этой поверхности, выполненным методом EDS (energy-dispersive X-ray spectroscopy) (рис. 2 (а-д)). На этой поверхности наблюдаются три фазы. Основная фаза соответствует светло-серому фону, а второстепенные фазы представляют собой включения наполнителя. Поверхностная плотность включений (количество включений на единицу поверхности) возрастает с увеличением *x* (рис. 2 (д) и (ж)). Сами включения наполнителя также являются композитными, так как формируются в виде частиц «ядро» - «оболочка» (вставки к рис. 2 (д) и (ж)). Для определения фазового состава ядра и оболочки одного из включений (рис. 2 (е)) проводили сканирование методом EDS по линии, пересекающей включение (рис. 2 (з)). Видно, что Ni преимущественно содержится внутри ядра, тогда как Ni и Te преобладают внутри оболочки. Следовательно, включение состоит из ядра Ni, покрытого оболочкой $NiTe_2$ (Ni@$NiTe_2$). Формирование включений Ni@$NiTe_2$ из исходных включений Ni происходит в процессе спекания в

результате высокотемпературного диффузионного перераспределения атомов матрицы и наполнителя. Поскольку градиентные распределения элементов наблюдаются во включениях Ni@$NiTe_2$, их следует рассматривать как локально-градиентные включения. Размер всех локально-градиентных включений *d* соответствует микромасштабному диапазону. Однако соотношение между толщиной оболочки *l* и радиусом ядра *r* зависит от начального размера включений Ni, которые постепенно превращаются во включения «ядро»-«оболочку» при спекании композита. Все включения можно разделить на три основных типа. Включения первого типа состоят из большого ядра, но тонкой оболочки, т.е. *d* > (или >>) *l* (вставка на рис. 2 (д)). Для второго типа включений *d* и *l* примерно равны друг другу. Во включениях третьего типа преобладает оболочка, т.е. *l* > (или >>) *d* (вставка на рис. 2 (ж)). При увеличении *x* доля включений с доминирующей оболочкой, а также средний размер включений визуально увеличиваются.

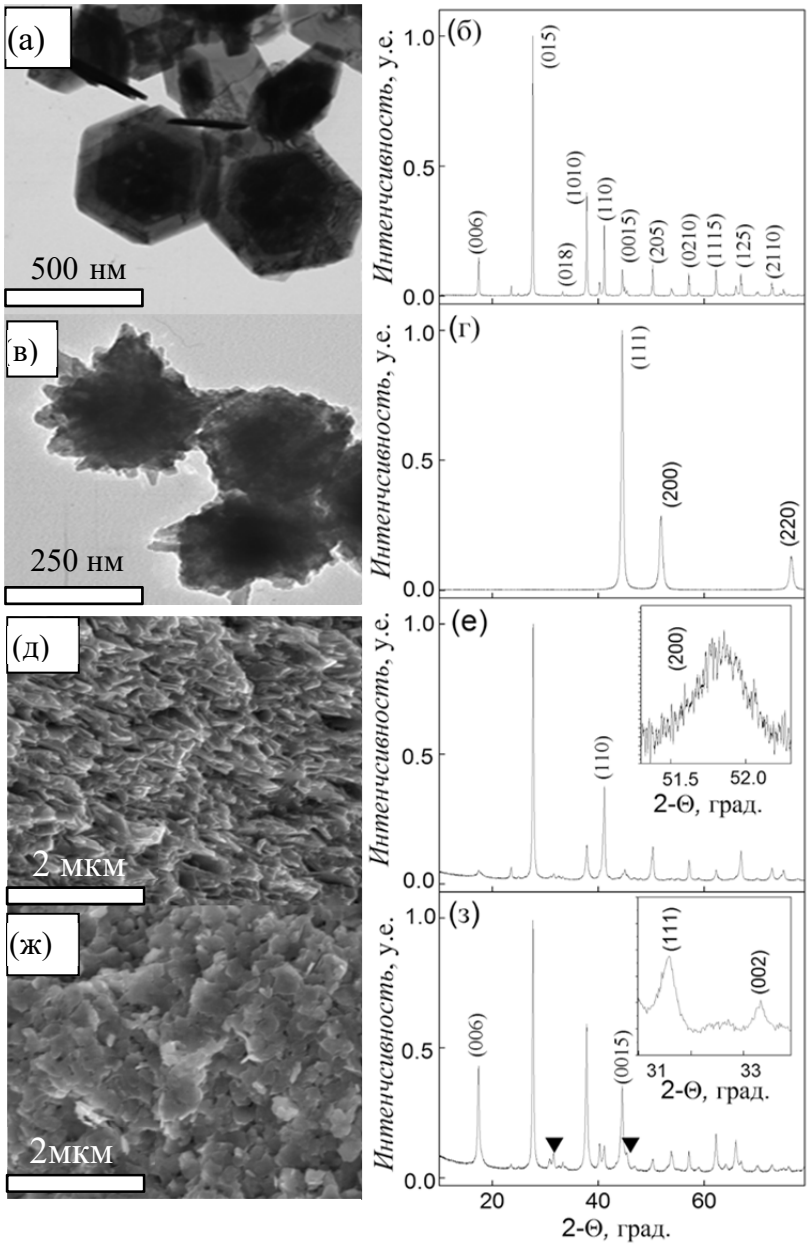


Рис. 1. ПЭМ-изображения (просвечивающая электронная микроскопия) и дифрактограммы исходных порошков Bi_2Te_3 ((а) и (б)) и Ni ((в) и (г)), и РЭМ-изображения (растровая электронная микроскопия) и дифрактограммы композита с x=1,25 ат. %, полученные с поверхностей, ориентированных параллельно ((д) и (е)) и перпендикулярно ((ж) и (з)) направлению прессования. На вставках к рис. (е) и (ж) - участки дифрактограмм, соответствующих фазе Ni и фазе $NiTe_2$

Все термоэлектрические свойства композитов Bi_2Te_3+xNi, включая удельное электрическое сопротивление (ρ), коэффициент Зеебека (S) и полную теплопроводность (k), зависели от содержания наполнителя. Чтобы учесть эффект текстурирования, термоэлектрические свойства измеряли для направлений, перпендикулярных (перпендикулярная ориентация измерения) и параллельных (параллельная ориентация измерения) направлению прессования. Эти свойства, измеренные при комнатной температуре, приведены в Таблице 1. Видно, что они сложным образом зависят от содержания наполнителя, но оказываются лучше свойств самой матрицы.

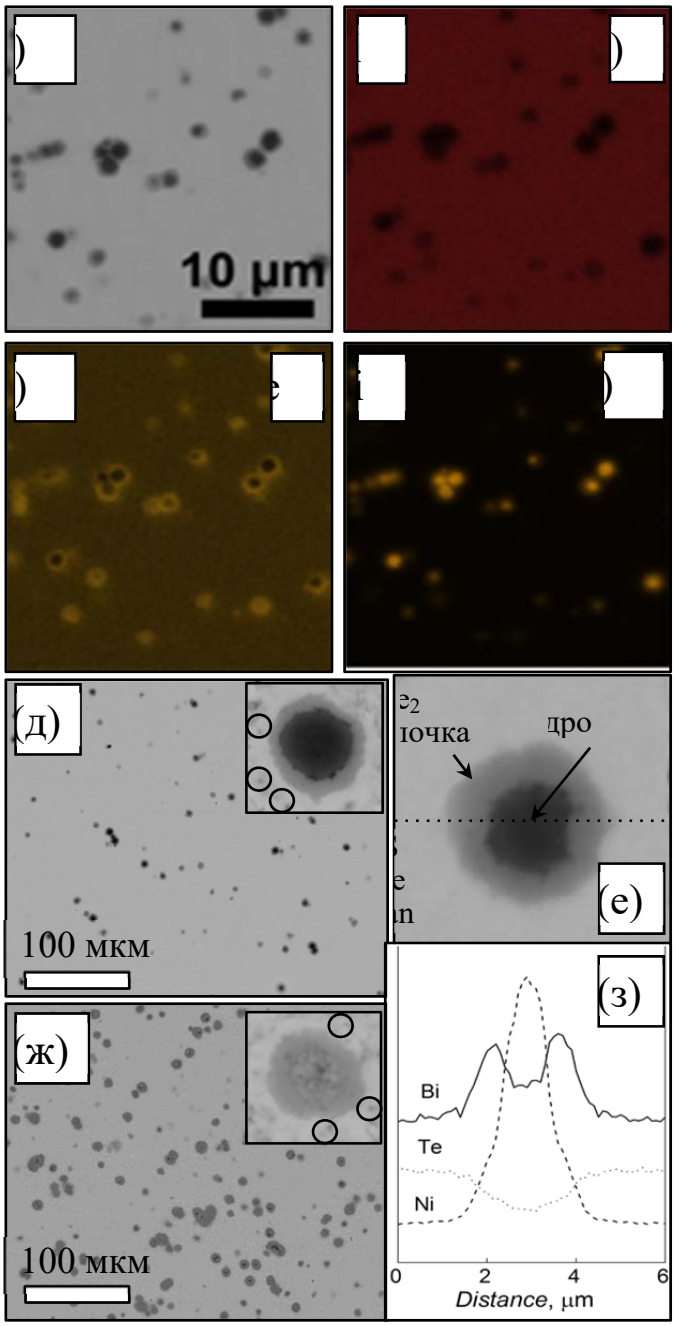


Рис. 2. BSE-изображение полированной поверхности (а) и карты распределения Bi (б), Te (в) и Ni (г) для композита с x=1,25; BSE-изображения полированных поверхностей композита с x=0,5 (д) и 1,25 ат. % Ni (ж); BSE-изображение включения наполнителя Ni@$NiTe_2$ (е) и профили сканирования (EDS) Te, Bi и Ni, сделанные вдоль линии, пересекающей включение, показанное на BSE-изображении (з). На вставках к рис. (д) и (ж) – BSE-изображения включений с доминирующим ядром и доминирующей оболочкой, соответственно

Изменение термоэлектрических свойств композитов различного состава определяется степенью текстурирования, размером и структурой включений и концентрацией электронов. Таким образом, формирование включений «ядро»-«оболочка» может быть использовано для управления термоэлектрическими свойствами разрабатываемых композитов.

Таблица 1. Некоторые свойства композитов Bi_2Te_3+xNi при комнатной температуре

x	*LF*	Ориентация измерения	ρ [мкОм·м]	S [мкВ·К$^{-1}$]	k [Вт·м$^{-1}$·К$^{-1}$]	*ZT*
0,00	0,02	Перпендикулярная	23,01	-142,3	1,42	0,18
		Параллельная	30,12	-142,4	1.37	0,15
0,50	0,15	Перпендикулярная	6,08	-134,2	1,57	0,56
		Параллельная	26,22	-147,3	0,86	0,28
0,85	0,17	Перпендикулярная	8,93	-141,6	1,58	0,47
		Параллельная	30,54	-146,4	0,79	0,26
1,25	0,18	Перпендикулярная	6,48	-124,8	1,46	0,45
		Параллельная	18,63	-144,4	0,94	0,35
1,50	0,12	Перпендикулярная	8,42	-135,7	1,53	0,42
		Параллельная	23,82	-144,4	0,79	0,32

Наибольшее значение термоэлектрической добротности ZT_{max}≈0,56 соответствует композиту с x=0,5 ат.% при перпендикулярной ориентации измерения. То есть, в соответствии с предварительными результатами, более чем трехкратное увеличение *ZT* (по сравнению с ~0,18 для термоэлектрической матрицы Bi_2Te_3) может быть получено в композитах. На термоэлектрические свойства композитов с магнитными включениями могут одновременно влиять многие физические механизмы. Для правильного определения физических механизмов, ответственных за наблюдаемые изменения термоэлектрических свойств, необходимо проведение дальнейших экспериментальных работ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ, проект № 0625-2020-0015.

Список использованных источников:

1. Zhao W., Liu Z., Wei P., Zhang Q., Zhu W., Su X., Tang X., Yang J., Liu Y., Shi J., Chao Y., Lin S., Pei Y. Magnetoelectric interaction and transport behaviours in magnetic nanocomposite thermoelectric materials / Nat Nanotechnol. – V. 12. – 2017. – P. 55-60.

2. Zhao W., Liu Z., Sun Z., Zhang Q., Wei P., Mu X., Zhou H., Li C., Ma S., He D., Ji P., Zhu W., Nie X., Su X., Tang X., Shen B., Dong X., Yang J., Liu Y., Shi J. Superparamagnetic enhancement of thermoelectric performance / Nature. – V. 13. – 2017. – P. 247-251.

УДК 546.05+537.622

СИНТЕЗ И СВОЙСТВА $Y_{3-x}Ce_x(Fe_{1-y}Ga_y)_5O_{12}$ ДЛЯ УСТРОЙСТВ МАГНИТООПТИКИ

Смирнова М.Н.

к.х.н., научный сотрудник ИОНХ РАН

Копьева М.Н.

к.х.н., старший научный сотрудник ИОНХ РАН

Никифорова Г.Е.

научный сотрудник ИОНХ РАН

Кецко В.А.

д.х.н., главный научный сотрудник ИОНХ РАН

Аннотация. *Представлены результаты синтеза и исследования твердого раствора $Y_{3-x}Ce_x(Fe_{0.5}Ga_{0.5})_5O_{12}$, нацеленные на достижение предельно возможного замещения Y^{3+} на Ce^{3+}. Замещение ионов Fe^{3+} на Ga^{3+} в соотношении 1:1 и применение вакуумного отжига прекурсора, полученного методом сжигания геля, позволило повысить содержание церия в структуре граната до 16.7% по отношению к иттрию без образования примеси CeO_2. Обсуждаются изменения величин магнитных характеристик в зависимости от содержания Ce^{3+} в структуре граната.*

Ключевые слова: *$Y_{3-x}Ce_x(Fe_{0.5}Ga_{0.5})_5O_{12}$, синтез, магнитные свойства.*

UDC 546.05+537.622

SYNTHESIS OF $Y_{3-x}Ce_x(Fe_{1-y}Ga_y)_5O_{12}$ GARNET FOR MAGNETO-OPTICAL APPLICATIONS

Smirnova M.N.

Ph.D, Researcher, Institute of General and Inorganic Chemistry of the RAS

Kopieva M.A.

Ph.D, Senior Researcher, Institute of General and Inorganic Chemistry of the RAS

Nikiforova G.E.

Researcher, Institute of General and Inorganic Chemistry of the RAS

Ketsko V.A.

Sc.D, Chief Researcher, Institute of General and Inorganic Chemistry of the RAS

Abstract. *The results of the synthesis and X-ray diffraction study of $Y_{3-x}Ce_x$ $(Fe_{0.5}Ga_{0.5})_5O_{12}$ solid solution aimed at revealing the maximum limit of substitution of Ce^{3+} for Y^{3+} are presented. The replacement of Fe^{3+} ions by Ga^{3+} in ratio 1:1 and the use of vacuum heat treatment of the precursor obtained by the gel combustion made it possible to increase the cerium content in the garnet structure to 16.7% of yttrium without the formation of CeO_2 impurities. Changes in the values of the magnetic characteristics depending on the Ce^{3+} content in the garnet structure are discussed.*

Key words: *$Y_{3-x}Ce_x$ $(Fe_{0.5}Ga_{0.5})_5O_{12}$, gel combustion, magnetic properties.*

В докладе представлены результаты синтеза и исследования физико-химических свойств порошкообразного твердого раствора $Y_{3-x}Ce_x(Fe_{0.5}Ga_{0.5})_5O_{12}$, который в последнее время рассматривается как один из наиболее перспективных магнитооптических материалов.

Известно, что замещение Y^{3+} на Ce^{3+} в $Y_3Fe_5O_{12}$ способствует увеличению магнитооптических свойств материала. Однако практическое использование данного подхода ограничивается трудностями получения гомогенных твердых растворов $Y_{3-x}Ce_xFe_5O_{12}$. Поскольку ионный радиус церия Ce^{3+} больше иттрия Y^{3+}, то замещение приводит к возникновению структурных деформаций граната и появлению примесных фаз. Проблема может быть решена путем введения в состав ЖИГ, вместе с Ce^{3+}, ионов с малым радиусом, например, катионов Ga^{3+}, что будет способствовать стабилизации фазы граната

На основании данных РФА в докладе будет показано, что замещение ионов Fe^{3+} на Ga^{3+} в соотношении 1:1 и применение вакуумного отжига прекурсора, полученного методом сжигания геля, позволило повысить содержание церия в структуре граната до 16.7% по отношению к иттрию без образования примеси CeO_2.

Методом РФА была проанализирована термическая устойчивость $Y_{2.5}Ce_{0.5}(Fe_{0.5}Ga_{0.5})_5O_{12}$. Оказалось, что после синтеза в вакууме и последующей термической обработки на воздухе при 750^0 в течение 5 часов в образце не обнаружено образование примесных фаз.

В докладе анализируются результаты температурных зависимостей удельной намагниченности $\sigma = f(T)$ и удельной магнитной восприимчивости $10^{-2}/\chi = f(T)$ поликристаллических порошков $Y_{2,5}Ce_{0,5}Fe_{2,5}Ga_{0,5}O_{12}$, полученных при отжиге в вакууме и отожженных после вакуумной обработки на воздухе при 700^0C в течение 3 часов.

Установлено, что температурные зависимости $\sigma = f(T)$ и $10^{-2}/\chi = f(T)$ после отжига в атмосфере окружающей среды демонстрируют достаточно значительные изменения магнитных характеристик по сравнению с образцами, полученными при отжиге в вакууме. Так, значение величины удельной намагниченности вблизи температуры жидкого азота увеличилось с 2,17 до 2,59 $А \cdot м^2 \cdot кг^{-1}$ (на 19%). В итоге, средний магнитный момент увеличился от $\mu_{80\,K} = 0{,}62\mu_B$ до $\mu_{80K} = 0{,}66\mu_B$ (на 6,5%). Величина температуры магнитного фазового превращения T_C «магнитный порядок – магнитный беспорядок» увеличилась от 340 до 360 К (на 6%). Эффективная температура Кюри – Вейсса изменилась от $\Theta_{tff} = |-570|$ К до $\Theta_{tff} = |-650|$ К (на 14%).

Очевидно это связано с тем, что при отжиге на воздухе в $Y_{2,5}Ce_{0,5}Fe_{2,5}Ga_{0,5}O_{12}$ уменьшилось количество вакансий в подрешётке кислорода. Произошло снижение уровня дефектов кристаллической структуры, что привело к более совершенному кристаллическому упорядочению. Поскольку магнитная элементарная ячейка, даже в случае сложных магнитных структур не совпадающая по размерам с элементарной кристаллической, неразрывно связана с ней, то произошло усиление обменных магнитных взаимодействий как ближних, так и дальних координационных сфер. В результате это привело к увеличению температуры перехода в парамагнитное состояние T_C, и увеличению удельной намагниченности и среднего магнитного момента состава $Y_{2,5}Ce_{0,5}Fe_{2,5}Ga_{0,5}O_{12}$ в целом.

Работы выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-08-00643

УДК 530.145:537.8

СТРУКТУРНАЯ И ТЕРМИЧЕСКАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА B20 FeGe И MnGe СИНТЕЗИРОВАННЫХ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

М.В. Магницкая

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики высоких давлений РАН
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН

Н.М. Щелкачев

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт физики высоких давлений РАН
доцент, кафедра теоретической физики, Московский физико-технический институт

Л.В. Камаева

к.ф.-м.н., зав лабораторией, Удмуртский федеральный исследовательский центр УрО РАН

А.В. Цвященко

к.ф.-м.н., зав лабораторией, Институт физики высоких давлений РАН

Аннотация. *Структурные фазовые превращения и термостабильность синтезированных при высоком давлении фаз B20-FeGe и B20-MnGe исследованы теоретически на основе ab initio расчетов методом функционала плотности и экспериментально с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии.*

Ключевые слова: *германиды переходных металлов, ab initio расчеты, калориметрия*

STRUCTURAL AND THERMAL STABILITY OF THE B20-TYPE COMPOUNDS FeGe AND MnGe SYNTHESIZED AT HIGH PRESSURE

Magnitskaya M.V.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of High Pressure Physics, RAS
Lebedev Physical Institute, RAS

Chtchelkatchev N.M.

Dr.Sc., Leading Researcher, Institute of High Pressure Physics, RAS
Lecturer, Department of Theoretical Physics, Moscow Institute of Physics and Technology

L.V. Kamaeva

Ph.D., Head of Laboratory, Udmurt Federal Research Center, Ural Branch of RAS

A.V. Tsvyashchenko

Ph.D., Head of Laboratory, Institute of High Pressure Physics, RAS

Annotation. *Structural phase transformations and thermal stability of the B20-FeGe and B20-MnGe phases synthesized at high pressure are investigated theoretically on the basis of ab initio calculations by density functional method and experimentally using differential scanning calorimetry.*

Keywords: *transition metal germanides, ab initio calculations, calorimetry*

Моногерманиды переходных металлов с нецентросимметричной кристаллической структурой типа B20 давно привлекают внимание исследователей (см., например, [1]). Эти системы обладают нетривиальными магнитными, топологическими и транспортными свойствами при нормальных условиях, что делает их перспективной основой для разработки новых термоэлектриков и материалов для спинтроники, работающих при комнатной температуре. В настоящей работе исследовались стабильность и фазовые превращения в синтезированных при высоком давлении фазах B20-FeGe и B20-MnGe – как теоретически на основе *ab initio* расчетов методом функционала плотности, так и экспериментально с помощью дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК).

С помощью генетического алгоритма USPEX [2, 3] выполнен эволюционный поиск наиболее энергетически выгодных полиморфных модификаций, для которых затем в рамках квазигармонического приближения определены области стабильности на фазовой диаграмме давление–температура (*P, T*). Из наших расчетов следует, что для заданного исходного состава существование некоторой структуры при конечных температурах (и давлениях) может быть эффективно установлено путем эволюционного поиска при $T = 0$, если эта структура присутствует в выходном списке низколежащих состояний.

В наших неспин-поляризованных расчетах немагнитная фаза B20-FeGe является основным состоянием и остается стабильной как минимум до давлений порядка 8 ГПа, что не противоречит ранее известной информации. Напротив, в случае немагнитного MnGe неожиданно оказалось, что основное состояние представлено тетрагональной структурой с пространственной группой I4/mmm, совершенно необычной для соединений данного класса с формулой *AB*. Условия возможного образования и свойства этой гипотетической фазы требуют дальнейшего изучения.

Спин-поляризованные расчеты при нулевой температуре и нормальном давлении предсказывают для FeGe и MnGe в магнитном состоянии одну и ту же последовательность низкоэнергетических эквиатомных фаз при возрастании полной энергии (энтальпии). В случае FeGe этот результат согласуется с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными, тогда как для MnGe нами обнаружены новые полиморфные модификации в дополнение к известной метастабильной фазе высокого давления B20-MnGe (табл. 1). Эти фазы не наблюдались экспериментально. Предположительно, это может быть связано с «медленной» кинетикой их образования.

Таблица 1. Вычисленные структуры MnGe в магнитном состоянии в порядке возрастания энергии на формульную единицу

Простр. группа		Симметрия	Прототип	Энергия (эВ)	Плотность (1/Å^3)
№ 191	P6/mmm	гекс.	CoSn (B35)	–6.8761	0.0657
№ 198	$P2_13$	куб.	FeSi (B20)	–6.8576	0.0739
№ 12	C2/m	мон.	CoGe	–6.8040	0.0689
№ 62	Pnma	орт.	MnP (B31)	–6.7877	0.0669
№ 14	$P2_1/c$	мон.	–	–6.7786	0.0729

На практике MnGe существенно отличается от FeGe отсутствием эквиатомных фаз нормального давления, высокой реакционной способностью, дендритным ростом кристаллов. Однако наши спин-поляризованные расчеты не выявили качественной разницы между этими двумя моногерманидами. Напротив, они демонстрируют те же низколежащие поли-

морфные модификации, которые упорядочены в те же иерархические последовательности по отношению к возрастанию энтальпии или плотности (давления). Это побудило нас экспериментально исследовать температурное поведение синтезированных под давлением фаз B20-MnGe и B20-FeGe. Описание методики синтеза образцов приводится, например, в работе [4]. Мы выполнили количественный анализ полученных метастабильных фаз методом ДСК. В системах Mn–Ge и Fe–Ge рассмотрены плавление и кристаллизация, разложение и инконгруэнтные фазовые превращения, а также стабильность и кристаллическая структура возникающих фаз. Эксперименты были выполнены при нагреве в диапазоне температур от 310 до 1573 K и последующем охлаждении со скоростями 10 K/мин. Проводился рентгеноструктурный анализ (РСА) как исходных образцов, полученных при высоких давлениях, так и образцов после ДСК-измерений.

По измеренным ДСК-термограммам были определены температуры фазовых превращений, которые сравнивались с известными диаграммами равновесных состояний (ДРС). Согласно данным РСА, исходный образец FeGe с кубической структурой B20, синтезированный при высоких давлениях, претерпевает при нагревании другую последовательность фазовых превращений, чем фаза B20-FeGe, полученная при нормальных условиях.

После ДСК-нагрева исследовалась также микроструктура образцов. На рис. 2 приведены оптические микрофотографии образца FeGe. Видно, что образец после термообработки на левом рисунке состоит из трех структурных составляющих: это кристаллы гексагональной η-фазы (светлые области), кристаллы тетрагональной фазы $FeGe_2$ и эвтектические колонии, образованные в результате совместного роста фаз η и $FeGe_2$. Для сравнения на правом рисунке приведена микроструктура исходного образца B20-FeGe (до термообработки). Из рисунка видно, что, несмотря на повышенную дефектность образца метастабильной фазы, данная структура однофазная.

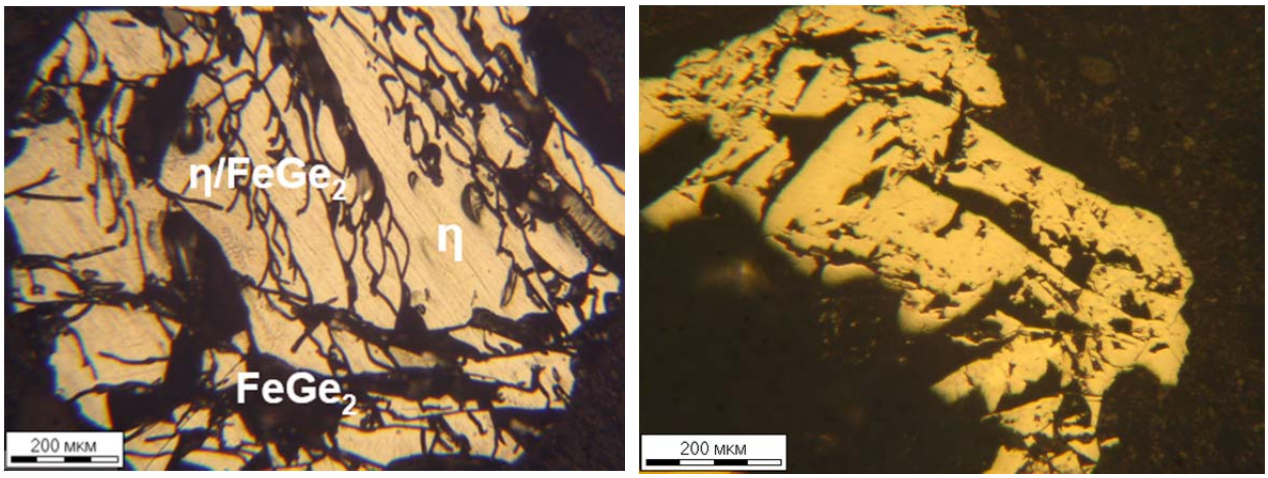


Рис. 2. Оптические микрофотографии синтезированного при высоком давлении образца FeGe после (слева) и до (справа) нагрева методом ДСК.

Наши экспериментальные термограммы FeGe и MnGe качественно схожи по виду. На начальном участке кривой нагрева имеется очень слабое экзотермическое плечо, отвечающее переходу в другую эквиатомную фазу. Наблюдаемая нами термостабильность фазы B20-FeGe, синтезированной под давлением, близка к значениям для фазы, полученной механическим помолом [5], и соответствует полиморфному превращению B20→B35. Однако высокотемпературная фаза B35-FeGe менее термически устойчива, чем изоструктурная ей равновесная фаза. Напротив, метастабильная фаза высокого давления B20-MnGe более термически стабильна, чем полученная при механоактивации [5].

Некоторые из последующих эндотермических эффектов для обоих германидов не соответствуют известным ДРС. Эти расхождения, по-видимому, связаны с метастабильным характером и остаточными микронапряжениями, характерными для неравновесных фаз высокого давления. Таким образом, полученные данные калориметрии показывают, что свойства исследуемых систем существенно зависят от метода приготовления и предыстории образца. Несмотря на различие термической стабильности B20-FeGe и B20-MnGe, для обеих фаз характерно то, что переход из неравновесного состояния в равновесное происходит не сразу (в один этап), а через аналогичную последовательность фазовых превращений.

Авторы выражают благодарность за поддержку Российскому научному фонду (гранты РНФ № 18-12-00438 и № 17-12-01050).

Список использованных источников:

1. Chtchelkatchev N.M., Magnitskaya M.V., Sidorov V.A., Fomicheva, Petrova A.E., Tsvyashchenko A.V. Theoretical and experimental study of high-pressure synthesized B20-type compounds $Mn_{1-x}(Co,Rh)_xGe$ / Pure and Applied Chemistry. – № 6, т. 91. – Berlin: de Gruyter, 2019. – P. 941-955.

2. Oganov A.R., Glass C.W. Crystal structure prediction using *ab initio* evolutionary algorithms: Principles and applications / Journal of Chemical Physics. – V. 124. – USA: AIP, 2006 – P. 244704.

3. Glass C.W., Oganov A.R., Hansen N. USPEX — evolutionary crystal structure prediction / Computational Physics Communications. – V. 175 – Amsterdam: Elsevier, 2006. – P. 713-720.

4. Tsvyashchenko A., Sidorov V., Fomicheva L., Krasnorussky V., Sadykov R., Thompson J., Gofryk K., Ronning F., Ivanov V. High pressure synthesis and magnetic properties of cubic B20 MnGe and CoGe / Solid State Phenomena. – № 6, V. 190. – Zurich: Trans Tech Publications, 2012. – P. 225-228.

5. Hiroto T., So Y.-G., Kimura K. Synthesis and thermal stability of B20-type TMGe (TM = Mn, Fe and Co) intermetallic compounds prepared by mechanical milling / Materials Transactions. – № 6, V. 59. – Sendai: JIM, 2018. – P. 1005-1008.

УДК 538.955

СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Fe-Ni-Ga

Мирошкина О.Н.

м.н.с.,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Соколовский В.В.

д.ф.-м.н., доцент,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Бучельников В.Д.

д.ф.-м.н., профессор,
зав. каф. физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Аннотация. *Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию структурных и магнитных свойств сплавов Гейслера $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1). Моделирование выполнено в рамках теории функционала плотности с использование подхода суперячеек. С помощью первопринципных расчётов получены структурные фазовые диаграммы, равновесные параметры решеток, магнитные моменты и магнитокристаллическая анизотропия. Особенностью работы является рассмотрение недавно предложенной кристаллической структуры, обладающей послойным упорядочением. На основании ранее проведенных исследований предполагается, что материал с такой структурой будет обладать большой магнитокристаллической анизотропией и сможет составить конкуренцию существующим постоянным магнитам.*

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, первопринципные методы, ab initio, магнитокристаллическая анизотропия, постоянные магниты*

STRUCTURAL AND MAGNETIC PROPERTIES OF Fe-Ni-Ga HEUSLER ALLOYS

Miroshkina O.N.

junior researcher,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Sokolovskiy V.V.

Dr.Sc., associate professor,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Buchelnikov V.D.

Dr.Sc., professor,
chief of condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Annotation. *This work is devoted to the theoretical study of the structural and magnetic properties of $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1) Heusler alloys. The modeling was performed within the framework of the density functional theory using the supercell approach. Structural phase diagrams, equilibrium lattice parameters, magnetic moments, and magnetocrystalline anisotropy*

were calculated using ab initio calculations. A distinguishing feature of this work is the consideration of a recently proposed crystal structure with layered ordering. Based on previous studies, it is assumed that a material with such a structure will have a large magnetocrystalline anisotropy and can compete with existing permanent magnets.

Keywords: *Heusler alloys, first-principles methods, ab initio methods, magnetocrystalline anisotropy, permanent magnets*

В современных прикладных технологиях очень высок спрос на магнитотвердые материалы, к которым, в частности, относят постоянные магниты. Такие материалы востребованы при автоматизации производства, создании электромобилей, авиатехники, ветряных турбин, различных приводов, запоминающих устройств и др. На сегодняшний день самыми популярными постоянными магнитами являются соединения на основе редкоземельных элементов, однако, стоимость таких магнитов очень высока. В связи с этим актуальным представляется вопрос поиска и создания новых безредкоземельных постоянных магнитов. Fe-содержащие соединения считаются наиболее перспективными кандидатами и широко исследуются в литературе [1-3].

В настоящей работе теоретически исследованы сплавы Гейслера $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1). Вычисления выполнены в рамках теории функционала плотности с использование программного пакета VASP [4,5]. Структурные фазовые диаграммы получены с использованием приближений обобщенного градиента (GGA-PBE) [6] и мета-обобщенного градиента (meta-GGA-SCAN) [7]. Кроме того, проведено сравнение параметров решетки и магнитных моментов, полученных с помощью двух приближений. Выбор k-точек выполнен автоматически при помощи метода Монкхорста-Пака на сетке 8×8×8. Псевдопотенциалы взяты со следующими электронными конфигурациями: $3p^6 3d^7 4s^1$ для Fe, $3p^6 3d^9 4s^1$ для Ni и $3d^{10} 4s^2 4p^1$ для Ga. При моделирования использована 16-атомная суперячейка, позволяющая установить шаг по концентрации x = 0.25. Для того, чтобы определить наиболее выгодную кристаллическую фазу, рассмотрены прямая и обратная гейслеровские $L2_1$ структуры, а также недавно предложенная T^p структура [8], построенная на базе $L2_1$ (рис. 1). Данная структура может быть представлена как чередующиеся плоскости атомов Fe и Ni, между которыми находятся плоскости расположенных в шахматном порядке атомов Fe и Ga.

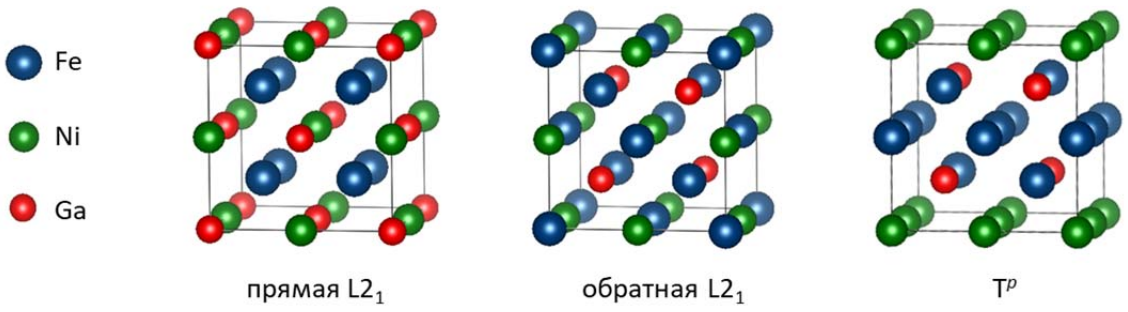


Рис. 1. Типы кристаллических структур, использованных в расчётах

На первом этапе исследованы структурные фазовые диаграммы сплавов $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1). Зависимости полной энергии рассматриваемых кристаллических структур от степени тетрагональных искажений представлены на рис. 2. Можно видеть, что предложенная T^p структура является энергетически выгодной для стехиометрической композиции Fe_2NiGa. Согласно функционалу PBE, увеличение концентрации Ni до x = 0.25

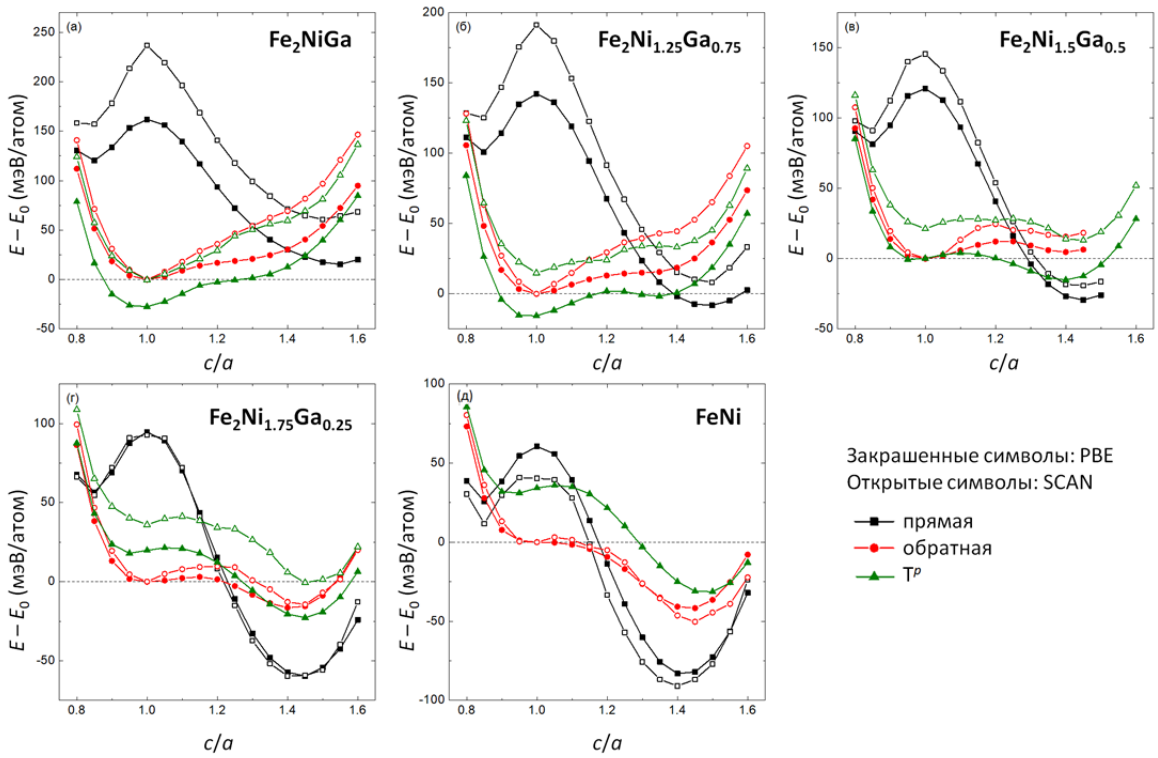


Рис. 2. Зависимость полной энергии структуры от степени тетрагональных искажений c/a для сплавов $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1). Разница энергий взята относительно обратной $L2_1$ структуры

не приводит к смене атомного упорядочения, тогда как SCAN, напротив, предсказывает, что уже при таких концентрациях Ni выгодной становится обратная $L2_1$ структура. Соединения Fe_2NiGa и $Fe_2Ni_{1.25}Ga_{0.75}$ устойчивы к тетрагональным искажениям, тогда как дальнейшее увеличение избытка Ni приводит к наличию мартенситной фазы в сплавах $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ при $x \geqslant 0.5$.

Структурные и магнитные свойства сплавов $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ ($x = 0$, 0.25, 0.5, 0.75, 1) в аустенитной фазе представлены в табл. 1. Можно видеть, что параметр решётки уменьшается с ростом концентрации Ni. Важно отметить, что функционал SCAN в целом даёт меньшие значения a_0 по сравнению с PBE. Влияние добавки избыточных атомов Ni на магнитные свойства рассматриваемой серии выражается в увеличении полного магнитного момента. Магнитные моменты, полученные в рамках мета-GGA подхода, являются завышенными по сравнению с полученными в рамках GGA.

Таблица 1. Равновесная кристаллическая структура, равновесный параметр решётки a_0 в Å и магнитный момент μ_{tot} в μ_B/ф.е. для сплавов $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1) в аустенитной фазе, вычисленные с использованием обменно-корреляционных функционалов PBE и SCAN

Композиция	PBE			SCAN		
	Структура	a_0	μ_{tot}	Структура	a_0	μ_{tot}
Fe_2NiGa	T^p	5.759	4.92	T^p	5.688	5.42
$Fe_2Ni_{1.25}Ga_{0.75}$	T^p	5.756	5.01	обратная $L2_1$	5.680	6.05
$Fe_2Ni_{1.5}Ga_{0.5}$	обратная $L2_1$	5.711	5.81	обратная $L2_1$	5.671	6.46

$Fe_2Ni_{1.75}Ga_{0.25}$	обратная $L2_1$	5.682	6.24	обратная $L2_1$	5.624	6.90
FeNi	обратная $L2_1$	5.656	6.65	обратная $L2_1$	5.606	7.24

Аналогичная тенденция в поведении магнитного момента получена для мартенситных фаз сплавов $Fe_2Ni_{1+x}Ga_{1-x}$, где $x = 0.5$, 0.75 и 1. Соотношения тетрагональности мартенсита для сплавов $Fe_2Ni_{1.5}Ga_{0.5}$ и FeNi равно 1.45 и 1.4, соответственно, согласно обоим используемым функционалам. Расхождение получено в случае композиции $x = 0.75$, для которой PBE предсказывает $c/a = 1.45$, а SCAN – $c/a = 1.4$.

Одним из важных свойств постоянных магнитов является большая магнитокристаллическая анизотропия. Для рассматриваемой серии сплавов выполнены первопринципные вычисления энергии магнитокристаллической анизотропии и показано, что магнитокристаллическая анизотропия в сплавах с T^p структурой выше по сравнению с другими структурами. Полученное для тетратенита FeNi значение магнитокристаллической анизотропии 0.587 МДж/м^3 согласуется с экспериментом [9].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Челябинской области в рамках научного проекта № 20-42-74003\20 (сплавы Fe_2NiGa, $Fe_2Ni_{1.25}Ga_{0.75}$ и $Fe_2Ni_{0.5}Ga_{0.25}$) и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-00250-20-03 (сплавы $Fe_2Ni_{1.75}Ga_{0.25}$ и FeNi).

Список использованных источников:

1. Matsushita Y. I. et al. Large magnetocrystalline anisotropy in tetragonally distorted Heuslers: a systematic study // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – V. 50. – №. 9. – P. 095002.
2. Werwiński M., Marciniak W. Ab initio study of magnetocrystalline anisotropy, magnetostriction, and Fermi surface of $L1_0$ FeNi (tetrataenite) // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2017. – V. 50. – №. 49. – P. 495008.
3. Tian L. Y. et al. Density Functional Theory description of the order-disorder transformation in Fe-Ni // Scientific reports. – 2019. – V. 9. – №. 1. – P. 1-7.
4. Kresse G., Joubert D. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Physical Review B. – 1999. – V. 59. – №. 3. – P. 1758.
5. Ebert H., Koedderitzsch D., Minar J. Calculating condensed matter properties using the KKR-Green's function method — recent developments and applications // Reports on Progress in Physics. – 2011. – V. 74. – №. 9. – P. 096501.
6. Perdew J. P., Burke K., Ernzerhof M. Generalized gradient approximation made simple // Physical Review Letters. – 1996. – V. 77. – №. 18. – P. 3865.
7. Sun J., Ruzsinszky A., Perdew J. P. Strongly constrained and appropriately normed semilocal density functional // Physical Review Letters. – 2015. – V. 115. – №. 3. – P. 036402.
8. Neibecker P. et al. Ordering tendencies and electronic properties in quaternary Heusler derivatives // Physical Review B. – 2017. – V. 96. – №. 16. – P. 165131.
9. Mizuguchi M. et al. Artificial fabrication and order parameter estimation of L10-ordered FeNi thin film grown on a AuNi buffer layer //Journal of the Magnetics Society of Japan. – 2011. – V. 35. – №. 4. – P. 370-373.

УДК 537; 538. 955

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БИНАРНЫХ МУЛЬТИФЕРРОИКОВ (1-x)$BiFeO_3$–x$RMnO_3$, ГДЕ R = Sc ИЛИ Y

Михайлов В.И.

канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,
Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»

Тарасенко Т.Н.

канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр
Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»

Довгий В.Т.

канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.,
Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины

Кравченко З.Ф.

ведущий инженер
Государственное учреждение «Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина»

Боднарук А.В.

канд. физ.-мат. наук, науч. сотр.
Институт физики НАН Украины

Аннотация. *В этой работе были изучены петли магнитного гистерезиса, полученные в магнитных полях 0 ÷ ± 2,5 кЭ для керамических мультиферроиков (1-x)$BiFeO_3$–x$RMnO_3$, где R = Sc или Y (0.05≤x≤0.4), синтезированных по нитратной технологии с отжигом при 850* °C *10 минут. Данные твердые растворы обладают ферромагнитными свойствами при комнатной температуре. Величина коэрцитивной силы для них различна: H_c ~ 7,5–90 Э для (1-x)$BiFeO_3$–x$ScMnO_3$ и ~ 5,2–44,8 Э для (1-x)$BiFeO_3$–x$YMnO_3$. Концентрационные зависимости намагниченности M(x) при H=2,5 кЭ для систем твердых растворов имеют экстремум. Максимальная намагниченность наблюдалась в составах 0.8$BiFeO_3$–0.2$ScMnO_3$ и 0.85$BiFeO_3$–0.15$YMnO_3$. При дальнейшем увеличении x M(x) уменьшается.*

Ключевые слова: *мультиферроики, ферромагнетики, намагниченность, сосуществование магнитных фаз*

MAGNETIC PROPERTIES OF BINARY MULTIFERROICS (1-x) $BiFeO_3$–x$RMnO_3$, WHERE R = Sc OR Y

Mikhaylov V.I.

PhD (Physics & Mathematics), Senior Researcher
Senior Researcher
Public Institution «Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin»

Tarasenko T.N.

PhD (Physics & Mathematics), Senior Researcher
Public Institution «Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin»

Dovgii V.T.

PhD (Physics & Mathematics), Senior Researcher
Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin of NASU

Kravchenko Z.F.

Lead Engeneer
Public Institution «Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin»

Bodnaruk A.V.

PhD (Physics & Mathematics), Researcher
Institute for Physics of NASU

Annotation. *In this work we studied magnetic hysteresis loops, obtained in magnetic fields of 0 ÷ ± 2,5 kOe for ceramic multiferroics (1-x)$BiFeO_3$–x$RMnO_3$, where R = Sc or Y (0.05≤x≤0.4), sintered by the nitrate process with annealing at 850 °C 10 min. These solid solutions are ferromagnetic at room temperature. The magnitude of the coercive force for them is different: H_c ~ 7,5–90 Oe for (1-x)$BiFeO_3$–x$ScMnO_3$ and ~ 5,2–44,8 Oe for (1-x)$BiFeO_3$–x$YMnO_3$. The concentration dependences of the magnetization M(x) at H = 2.5 kOe for both systems of solid solutions have a similar shape. The maximum magnetization was observed in the compositions 0.8$BiFeO_3$–0.2$ScMnO_3$ and 0.85$BiFeO_3$–0.15$YMnO_3$. With a further increase in x M(x) decreases.*

Keywords: *multiferroics, ferromagnets, magnetization, coexistence of magnetic phases*

В последние годы появилось много работ по системам твердых растворов на основе $BiFeO_3$ [1-5]. Интерес к данной тематике обусловлен, с одной стороны, фундаментальными свойствами мультиферроиков, с другой стороны, ожидается возможность практических применений в таких областях как спинтроника, системы обработки информации, сенсорная техника.

Соединения со структурой перовскита $BiFeO_3$ (BFO), $YMnO_3$ (YMO) и $ScMnO_3$ (ScMO) являются мультиферроиками 1-го типа со следующими значениями температур сегнетоэлектрического T_{FE} и магнитного T_N упорядочений: BFO (~1100 K, 643 K), YMO (~ 920 K, ~70 K), ScMO (~914 K, ~130 K). В этих мультиферроиках сегнетоэлектричество проявляется при более высоких температурах, чем магнетизм. Спонтанная поляризация P часто достигает величины порядка 10-100 μC/cm^2 (в пленках).

Нами исследовались системы твердых растворов мультиферроиков, в которых в качестве вторых компонентов к $BiFeO_3$ выступают гексагональные манганиты hex-$RMnO_3$, где R= Sc или Y. Структурные изменения в твердых растворах BFO–YMO достаточно подробно описаны в работах [2,3,5], а магнитные и диэлектрические свойства этих твердых растворов - в [3,5]. Для композитов BFO–ScMO данных значительно меньше.

В [2] показано, что в (1-x)BFO–xYMO при малых замещениях (x ≤ 0.1) Bi^{3+} на Y^{3+} и Fe^{3+} на Mn^{3+} сохраняется ромбоэдрическая структура перовскита *R3c*. При увеличении содержания Y^{3+} и Mn^{3+} до x=0.3 *R3c* переходит в орторомбическую фазу *Pbnm*, а при x=0.4 наблюдается моноклинная фаза *C2*. В синтезированных нанокерамических образцах (1-x)BFO–xYMO в диапазоне замещений 0.1≤x≤0.2 сосуществуют фазы *R3c* и *Pbnm* (при x=0.2) [3].

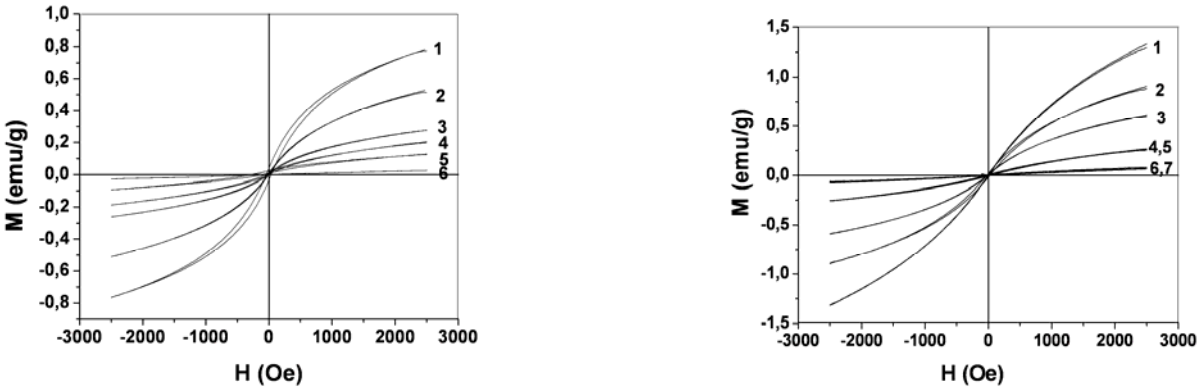
Ионы Y^{3+} и Sc^{3+} со значительно меньшими ионными радиусами, чем у иона Bi^{3+}, сильно дестабилизирует *R3c* фазу, что снижает фактор толерантности и увеличивает угол наклона октаэдров. В конце концов, увеличение концентрации YMO или ScMO приведёт к тому, что связь Fe/Mn-O будет сжиматься, а связи Bi/Y-O (или Bi/Sc-O) – растягиваться. Когда искажения достигают верхнего предела ромбоэдрической структуры, и она становится неустойчивой, понижение симметрии вызывает переход к орторомбической фазе *Pbmn*.

С ростом x должно происходить перераспределение объёмов сосуществующих фаз: объём фазы *R3c* будет уменьшаться, а фазы *Pbnm* – увеличиваться. В наноразмерных мультиферроиках [3] (1-x)BFO–xYMO состав x=0.15 содержит 61.77 % фазы *R3c* и 38.23 % фазы *Pbnm,* а состав x=0.2 – 52.42 % фазы *R3c* и 47.58 % фазы *Pbnm*.

В настоящей работе проведены исследования магнитных свойств системы твердых растворов (керамик) состава (1-x)BFO–xRMO, где R = Sc или Y. **Цель работы** – исследовать магнитные свойства систем бинарных мультиферроиков (1-x)BFO–xRMO (R = Sc и Y) в зависимости от концентрации x $ScMnO_3$ или $YMnO_3$.

Образцы керамик составов (1-x)BFO–xRMO ($0.1 \le x \le 0.4$) были получены по нитратной технологии с отжигом при 850 °C 10 минут.

Запись петель перемагничивания производилась при комнатной температуре с помощью вибрационного магнитометра LDJ-9500 в магнитных полях 0÷±0,25 Тл. Измерения производились по одной схеме для систем манганитов (1-x)BFO–xRMO (R = Y или Sc) при T=300 К. Результаты измерений полевых зависимостей намагниченности M(H) при T=300 К для керамических образцов (1-x)BFO–xScMO ($0.1 \le x \le 0.4$) представлены на рис. 1,а. Результаты измерений M(H) при тех же условиях для керамических образцов (1-x)BFO–xYMO ($0.05 \le x \le 0.35$) представлены на рис. 1,б.



а) б)

Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса (при T=300 К) для твердых растворов систем: а) (1-x)BFO–xScMO: 1) x=0.2; 2) x=0.25; 3) x=0.3; 4) x=0.35; 5) x=0.4 и 6) x=0.1; б) (1-x)BFO–xYMO: 1) x=0.15; 2) x=0.1; 3) x=0.05; 4) x=0.25; 5) x=0.2; 6) x=0.3 и 7) x=0.35

Характер петель магнитного гистерезиса для образцов системы (1-x)BFO–xYMO, также как и для твердых растворов (1-x)BFO–xScMO, свидетельствует о проявлении ферромагнитных свойств при комнатной температуре.

Несимметричность петель магнитного гистерезиса относительно H=0 свидетельствует о том, что кроме ферромагнитной фазы в твердых растворах (1-x)BFO–xRMO существует антиферромагнитная фаза. Смещение петли – следствие существования обменного взаимодействия между ферромагнитной и антиферромагнитной фазой.

Из концентрационных зависимостей намагниченности M(x) (рис. 2) при комнатной температуре и H = 2,5 кЭ следует, что максимальной намагниченности достигают составы 0.85BFO–0.15YMO и 0.8BFO–0.2ScMO. В наших соединениях $Bi_{1-x}R_xFe_{1-x}Mn_xO_3$, как и в соединениях $BiFe_{1-x}Mn_xO_3$, наблюдается сосуществование двух кристаллографических фаз: *R3c* и *Pbnm*. Каждая из этих фаз имеет разные по величине значения намагниченности насыщения M, при этом M(*R3c*) > M(*Pbnm*) [4]. С ростом совместного замещения Y и Mn в BFO происходит перераспределение объемов этих фаз: V(*R3c*) уменьшается, а V(*Pbnm*) увеличивается. Поэтому суммарный магнитный момент при некоторой критической концентрации x_c достигает максимума, а затем начинает уменьшаться [5].

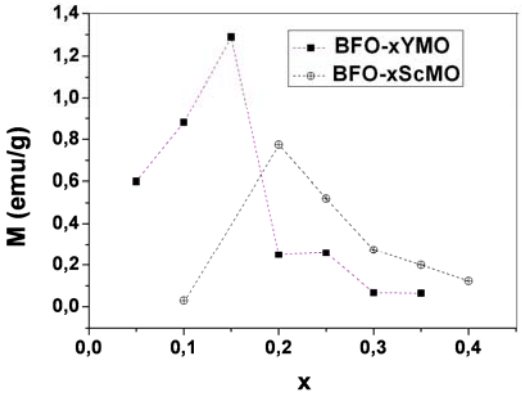


Рис. 2. Концентрационные зависимости намагниченности м(х) ооразцов систем твердых растворов (1-x)BFO–xRMO (R = Sc или Y) (при H=2,5 kOe)

В заключение следует отметить следующее. Анализ кривых M(H) в полях H = 0÷±2,5 кЭ (рис. 1,а и б) позволяет сделать вывод, что в этих системах твердых растворов (1-x)BFO–xRMO (R = Y или Sc) в диапазоне концентраций 0.05≤x≤0.4 при комнатной температуре наблюдается ферромагнитное упорядочение.

Несимметричность петель магнитного гистерезиса относительно H=0 свидетельствует о том, что ферромагнитная фаза в твердых растворах (1-x)BFO–xRMO (R = Sc или Y) сосуществует с антиферромагнитной фазой.

За магнитное упорядочение в отвечают как взаимодействие Дзялошинского-Мория, так и суперобменные взаимодействия Fe-O-Fe, Fe-O-Mn.

Величина коэрцитивной силы для этих систем различна: Hc ~ 7,5–90 Э для (1-x)$BiFeO_3$–x$ScMnO_3$ и ~ 5,2–44,8 Э для (1-x)$BiFeO_3$–x$YMnO_3$.

Концентрационные зависимости намагниченности M(x) при H=2,5 кЭ для двух бинарных систем твердых растворов имеют максимумы. Достижение максимального значения M(x) наблюдается у составов 0.8$BiFeO_3$–0.2$ScMnO_3$ и 0.85$BiFeO_3$–0.15$YMnO_3$. Затем M(x) для обеих систем уменьшается (рис. 2).

В перспективе, используя пленочные технологии, из этих материалов можно создавать магнитоэлектрические преобразователи или устройства памяти для записи и хранения информации без использования больших электрических токов. Нужно заметить, что бóльшие перспективы у пленок системы (1-x)BFO–xYMO.

Список использованных источников

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики // УФН. – 2012. – Т. 182, Вып. 6. – С. 593-620.
2. Назаренко А.В., Разумная А.Г., Куприянов М.Ф., Кабиров Ю.В., Рудская А.Г., Тесленко П.Ю., Кофанова Н.Б. Особенности структурных состояний в твердых растворах $BiFeO_3$–$YMnO_3$ // ФТТ. – 2011. – Т. 53, № 8. – С. 1523-1525.
3. Tripathy S.N., Mishra K.K., Sen S., Mishra B.G., Pradhan Dh.K., Palai R.., Pradhan D.K. Phase transition and magneto-electric coupling of $BiFeO_3$–$YMnO_3$ multiferroic nanoceramics // J. of Appl. Phys. – 2013. – V. 114. - P. 144104 (9 pages).
4. Chen L., Zheng L., He Y., Zhang J., Mao Zh., Chen X. The local distortion and electronic behavior in Mn doped $BiFeO_3$ // J. Alloys and Comp. – 2015. – V. 633. – P. 216-219.
5. Pandey R., Pradhan L.K., Kumar P., Kar M. Double crystal symmetries and magnetic orderings in co-substituted (Y and Mn) bismuth ferrite // Ceramics International – 2018. – V. 44, № 15. – 18609 (8 pages).

УДК 537.624.9

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТИТАНАТОВ-ПИРОХЛОРОВ ИТТЕРБИЯ И ГОЛЬМИЯ, ДОПИРОВАННЫХ ИТТРИЕМ И ВИСМУТОМ

Немытова О.В.

к.т.н., старший научный сотрудник лаборатории углеродных наноматериалов, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Ринкевич А.Б.

д.ф.м.н., член-корреспондент РАН, заведующий лаборатории углеродных наноматериалов, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Пийр И.В.

д.х.н., главный научный сотрудник лаборатории керамического материаловедения, Институт химии Коми НЦ УрО РАН

Аннотация.*Синтезированы допированные иттрием и висмутом титанаты иттербия и гольмия. Проведено исследование магнитных свойств допированных и недопированных титанатов. Измерены кривые намагничивания и температурные зависимости восприимчивости в полях до 30 kOe при температурах от 2 K до 300 K. Проведен сравнительный анализ магнитных свойств титанатов: полученных методом соосаждения и твердофазным методом; допированных и недопированных; допированных разными допантами. Проведена оценка влияния степени допирования (количества внесенного допанта).В зависимостях произведения восприимчивости и температуры от обратной температуры есть линейный участок, причем знак наклона этих линейных участков изменяется для всех рассматриваемых титанатов в зависимости от методики синтеза, степени допирования и типа допанта. На основе изучения температурных зависимостей восприимчивости проведен анализ магнитного дипольного и обменного взаимодействия титанатов.*

Ключевые слова:*редкоземельные титанаты, структура пирохлора, кривая намагничивания, магнитная восприимчивость*

MAGNETIC PROPERTIES OF YTTERBIUM AND HOLMIUM TITANATES-PYROCHLORES DOPED WITH YTTRIUM AND BISMUTH

Nemytova O.V.

PhD, Senior Scientist of laboratory of Carbon Nanomaterials, M. N. Miheev Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Rinkevich A.B.

Dr.Sc.,Corresponding Member of RAS, head of the laboratory of Carbon Nanomaterials, M. N. Miheev Institute of Metal Physics Ural Branch of RAS

Piir I.V.

Dr.Sc.,Scientist-in-Chiefof the laboratory of Ceramic Materials Science, Institute of Chemistry Ural Branch of RAS

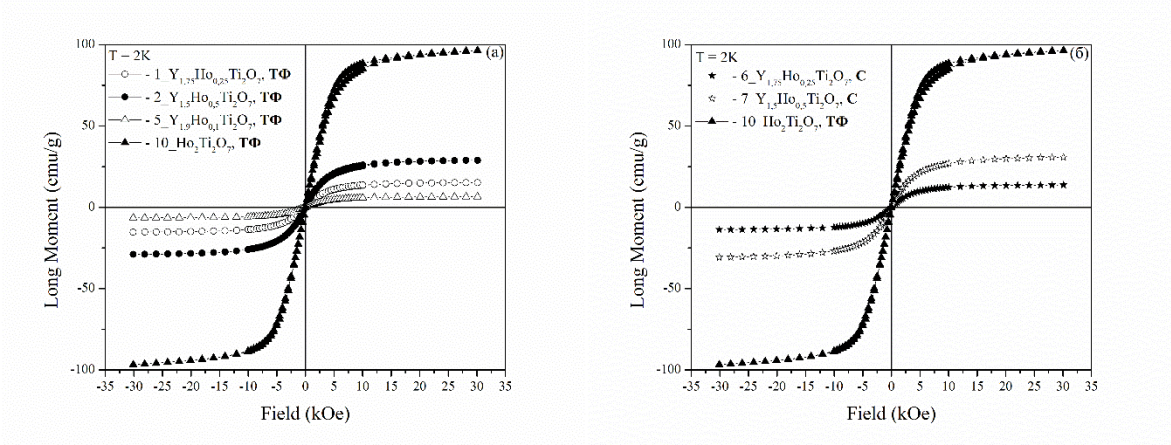
Annotation.*The ytterbium and holmium titanates doped with the yttrium and bismuth have been synthesized. The magnetic properties of doped and undoped titanates have been studied. The magnetization curves and temperature dependences of the susceptibility have been measured in the fields up to 30 kOe at the temperatures from 2 K to 300 K. A comparative analysis of the magnetic properties of the titanates obtained by the coprecipitation and solid-phase methods; doped and undoped; doped with various dopants, has been carried out. The influence of the degree of doping (the amount of the introduced dopant) has been evaluated. In the dependences of the susceptibility and temperature product on the reciprocal temperature, there is a linear section. At that, and the sign of the slope of these linear sections changes for all considered titanates depending on the synthesis method, the degree of doping and the type of dopant. The magnetic dipole and exchange interactions of titanates have been analyzed based on the study of the temperature dependences of the susceptibility.*

Keywords:*rare earth titanates, pyrochlore structure, magnetization curve, magnetic susceptibility*

Магнитные свойства титанатов-пирохлороввызывают широкий интерес в связи с проблемой установленного в них при низких температурах особого магнитного состояния - «спинового льда».Титанаты гольмия обладают свойствами классического, а титанат иттербия рассматривается как возможный кандидат на реализацию состояния квантового спинового льда [1,2]. В настоящее время титанат иттербия считается ферромагнетиком с неколлинеарным расположением магнитных моментов [3,4]. Ионыгольмия имеют большой магнитный момент. В кристаллической решетке редкоземельные ионы занимают позиции в вершинах тетраэдров, что допускает существование фрустрированных магнитных моментов [2].

Для проведения экспериментальных исследований были подготовлены образцытитанатов гольмия и иттербия, недопированные и допированные иттрием и висмутом, синтезированные либо твердофазным методом (ТФ), либо методом соосаждения (С). При допировании ионы висмута и иттрия замещают в допированных составах ионы Ho^{3+} и Yb^{3+} в кристаллической решетке.Выбор висмута и иттрия в качестве допантов связан с тем, что при допировании титанатов-пирохлоров этими элементами, даже при достаточно большой доле допанта, структура пирохлора сохраняется. Однако,в допированных титанатах можно ожидать изменения взаимодействия между соседними ионами, обладающими магнитным моментом, по сравнению с недопированными.

На рис. 1 представлены результаты магнитных измерений для всех исследуемых образцов.



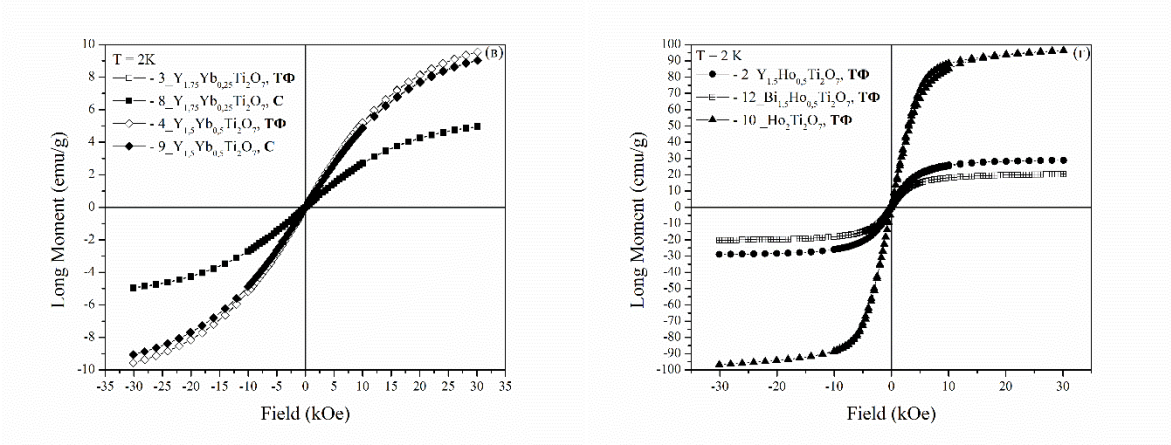


Рис. 1. Кривые намагничивания исследуемых образцов: титанаты гольмия, допированные иттрием и синтезированные твердофазным методом (а); титанаты гольмия, допированные иттрием и синтезированные методом соосаждения (б); титанаты иттербия, допированные иттрием и синтезированные как твердофазным методом, так и методом соосаждения (в); титанаты гольмия, допированные иттрием и висмутом, синтезированные твердофазным методом (г)

Магнитные измерения выполнены на установке MPMS-5XL в интервале температур от 2 K до 300 K и в магнитных полях до 30 kOe. Были измерены кривые намагничивания при нескольких температурах и температурная зависимость магнитной восприимчивости. Исследовалось влияние на магнитные свойства редкоземельных титанатов-пирохлоров степени допирования, метода синтеза, типа допанта.

Результаты измерений кривых намагничивания показывают, что при температуре T = 2 K и в полях до 30 kOe кривые намагничивания, как допированных иттрием образцов титанатов гольмия, так и недопированного (рис. 1а), практически достигают насыщения. Гистерезис отсутствует во всех случаях. Допирование иттрием приводит к уменьшению намагниченности насыщения. При этом, как и следовало ожидать, с ростом степени допирования (количества внесенного допанта) намагниченность насыщения титаната гольмия уменьшается. Это связано с тем, что ионы Bi^{3+} иY^{3+}не имеют магнитного момента. Для допированных иттрием образцов титанатов иттербия, синтезированных как ТФ методом, так и методом соосаждения (рис. 1б), кривые намагничивания проявляют признаки насыщения. Однако в полях до 30 kOe полного насыщения не достигается. Гистерезис отсутствует во всех случаях. Увеличение степени допирования иттрием, как и в случае с титанатами гольмия, приводит к уменьшению намагниченности.Из рис. 1а, 1б, 1в можно сделать вывод, что метод синтеза не влияет или влияет незначительно на величину намагниченности.Влияние типа допанта показано на рис. 1г.

Далее на рис. 2 приведены зависимости произведения χ*T от обратной температуры 1/T, имеющие важное значение для определения типа взаимодействий в исследуемых титанатах.Расчет температурной зависимости восприимчивости выполняется в модели Изинга [5].

$$\chi(T) = \frac{N(g\mu_B)^2}{k_B T}\frac{S^2}{3}\left[1 - \frac{3S^2}{2k_B T}\left(2.18J_D + 2.67J_S\right)\right], \qquad (1)$$

где g=8/7 - фактор Ланде мультиплета $^2F_{7/2}$, N- число магнитных ионов в cm^3, k_B - постоянная Больцмана,μ_B- магнетон Бора,S -спин иона в основном состоянии.Константа J_D учитывает дипольное взаимодействие ближайших соседей, константа J_S - суперобменное взаимодействие. Магнитное дипольное взаимодействие с положительной константой J_D способствует параллельному упорядочению спинов, а суперобменное с отрицательной константой J_S вызывает фрустрацию. Из (1) следует линейная зависимость произведения χ*T(1/T).

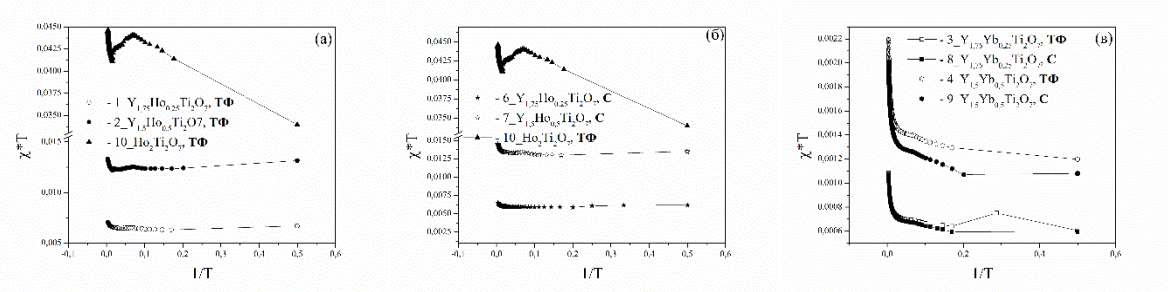


*Рис. 2. Зависимости произведения χ*T от обратной температуры 1/T для образцов: титанаты гольмия, допированные иттрием и синтезированные твердофазным методом (а); титанаты гольмия, допированные иттрием и синтезированные методом соосаждения (б); титанаты иттербия, допированные иттрием и синтезированные как твердофазным методом, так и методом соосаждения (в)*

На рис. 2а приведены результаты расчета зависимости произведения χ*T от обратной температуры 1/Тдля титанатов гольмия, допированных иттрием и синтезированных твердофазным методом. Измерения выполнены в интервале температур от 2 K до 300 K. В области низких температур от 2 K почти до 14 K для составов$Y_{1,75}Ho_{0,25}Ti_2O_7$, $Y_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$, $Ho_2Ti_2O_7$действительно присутствует участок с приблизительно линейной зависимостью. Отклонение от линейности при более высоких температурах в [5] связывают с нарушением применимости модели Изинга. На участке от 2 K примерно до 14 K наклон зависимости $Ho_2Ti_2O_7$ отрицательный. Это говорит о доминировании магнитного дипольного взаимодействия. Допирование иттрием приводит к смене знака наклона у составов $Y_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$ и $Y_{1,75}Ho_{0,25}Ti_2O_7$. Наклон становится положительным. Это может быть связано с тем, что в данных составах доминирует суперобмен. Подобная картина наблюдается и для титанатов гольмия, допированных иттрием и синтезированных методом соосаждения (рис. 2б). В низкотемпературной области знак наклона зависимостей для составов $Y_{1,5}Ho_{0,5}Ti_2O_7$ и $Y_{1,75}Ho_{0,25}Ti_2O_7$ положительный, что говорит о доминировании суперобменного взаимодействия.Таким образом, можно сделать вывод о том, что в случае титанатов гольмия метод синтеза не влияет на доминирующий тип взаимодействия.На рис. 2в приведены результаты расчета зависимости произведения χ*T от обратной температуры 1/Тдля титанатов иттербия, допированных иттрием и синтезированных как твердофазным методом, так и методом соосаждения. Измерения выполнены в интервале температур от 2 K до 300 K. Участки с приблизительно линейной зависимостью для составов $Y_{1,75}Yb_{0,25}Ti_2O_7$, полученных методом ТФ и соосаждения, присутствуют в области низких температур от 2 K до 5,8 K, и от 2 K до 3,5 K, соотвестсвенно.Анализ температурных зависимостей восприимчивости показал, что тип допанта в случае титаната гольмия не меняет тип взаимодействия, в случае же титаната иттербия при допировании висмутов преобладает суперобменное взаимодействие, при допировании иттрием – дипольное.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Функция», АААА-А19-119012990095-0).

Список использованных источников:

1. Bovo L., Bloxsom J. A., PrabhakaranD., Aeppli G., Bramwell S. T.Brownian motion and quantum dynamics of magnetic monopoles in spin ice //Nat. Commun. – 2013. - V. 4. - 1533.

2. Gingras M.J.P., McClarty P.A. Quantum spin ice: A search for gapless quantum spin liquids in pyrochlore magnets // Rep. Prog. Phys.- 2014.- V. 77. - 056501.

3. RauJ.G., Gingras M.J. Frustrated quantum rare-earth pyrochlores // Annual Reviews of Condensed Matter Physics. -2019. -V. 10.- C. 357-386.

4. YaouancA., Dalmas de R?eotierP., KellerL., RoessliB., Forget A.A novel type of splayed ferromagnetic order observed in $Yb_2Ti_2O_7$ //J. Phys.: Condens. Matter.- 2016.-V. 28. - 426002.

5. Siddharthan R., Shastry B.S., Ramirez A.P., Hayashi A., Cava R.J., Rosenkranz S. Ising pyrochlore magnets: low-temperature properties, «ice rules»," and beyond //Phys. Rev. Lett.- 1999. -V. 83. - 1854.

УДК 538.955

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СПЛАВОВ Fe–Rh–Pt

Павлухина О.О.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники, Челябинский Государственный Университет

Соколовский В.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский Государственный Университет

Бучельников В.Д.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой физики конденсированного состояния, Челябинский Государственный Университет

Аннотация. *Данная работа посвящена теоретическому исследованию роли платины на фазовую стабильность сплавов на основе Fe–Rh. Сплавы Fe–Rh–Pt исследованы с использованием пакета VASP.*

Ключевые слова: *сплавы на основе Fe–Rh, ab initio исследования, ферро- и антиферромагнитный порядок*

THEORETICAL STUDY OF Fe–Rh–Pt ALLOYS

Pavlukhina O. O.

Cand. Sci. Phys. and Math., Associate Professor of the Department of Radiophysics and Electronics, Chelyabinsk State University.

Sokolovskiy V. V.

Dr. Sci. Phys. and Math., Professor of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Buchelnikov V.D.

Dr. Sci. Phys. and Math., Professor, Head of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Annotation. *This work is devoted to the theoretical study of the role of platinum on the phase stability of alloys based on Fe–Rh. Fe–Rh–Pt alloys were studied using the VASP package.*

Keywords: *Fe–Rh based alloys, ab initio study, ferro- and antiferromagnetic orders*

Сплавы на основе Fe–Rh находят свое практическое применение в устройствах магнитной записи, охлаждения, устройствах спинтроники, в связи с этим данные сплавы исследуются экспериментально и теоретически [1, 2]. В данных сплавах при комнатных температурах наблюдается метамагнитный фазовый переход, приводящий к большим значениям изменения намагниченности и, следовательно, к наблюдению рекордно больших значений магнитокалорического эффекта [3, 4]. Также представляют интерес исследования, посвященные влиянию добавления третьего элемента на структуру, свойства и фазовую стабильность

сплавов на основе Fe–Rh. Работы [5, 6] посвящены экспериментальному исследованию различными методами сплавов Fe–Rh–Pt. В работах были изучены структурные характеристики данных сплавов. Было показано, что в сплавах $FeRh_{1-x}Pt_x$ в интервале концентраций $x \leq 0.1$ наблюдается кубическая структура, тетрагональная фаза появляется при увеличении содержания Pt. Известно, что от концентрации элементов зависят свойства и фазовая стабильность соединений на основе Fe–Rh.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию роли платины на фазовую стабильность сплавов на основе Fe–Rh. Сплавы Fe–Rh–Pt исследованы с использованием пакета Vienna Abinitio Simulation (VASP) [7]. Приближение обобщенного градиента (GGA) в формулировке Пердью, Бурка и Эрнзерхофа (Perdew, Burke and Ernzerhof – PBE) было выбрано для расчетов. Число *k*-точек в первой зоне Бриллюэна было выбрано в виде сетки 12 × 12 × 12, полученной с помощью схемы Монхорста–Пака. Для расчета энергии основного состояния был использован PAW потенциал. Энергия обрезания плоских волн E_{cutoff} составила 400 эВ. Расчеты выполнены на 16 атомной суперячейке для $FeRh_{1-x}Pt_x$ (где x = 0, 0.125, 0.25, 0.375, 0.5, 0.625, 0.75, 0.875, 1). В работе были рассмотрены четыре магнитные спиновые конфигурации, представленные на рисунке 1.

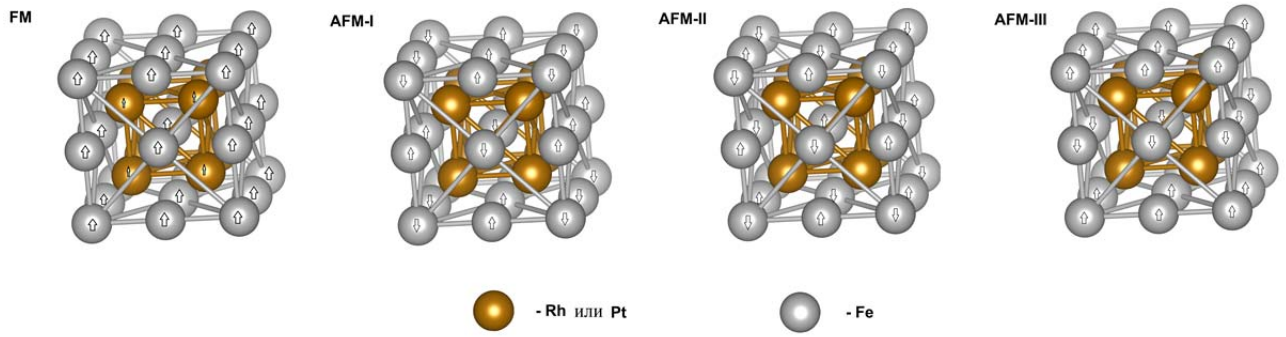


Рис. 1. Магнитные спиновые конфигурации (ферромагнитное (FM), и три типа антиферромагнитных состояний (AFM–I, AFM–II, AFM–III))

В атомной ячейке (структура Pm–3m) атомы железа находятся в позициях (1/4; 1/4; 1/4); …; (3/4; 3/4; 3/4), а атомы родия в позициях: (0; 0; 0); (1/2; 0; 0); … (1/2; 1/2; 1/2).

На первом этапе в работе получены энергетические зависимости следуемых составов от параметра решетки. Вычислены полные и частичные магнитные моменты и равновесные параметры решеток. Все параметры получены для представленных на рис. 1 спиновых конфигураций. Получено, что антиферромагнитная спиновая конфигурация AFM–II является более энергетически выгодной для сплавов $FeRh_{1-x}Pt_x$ с концентрацией платины (где x=0–0.625), далее при увеличении концентрации платины выгодной становится AFM–III конфигурация, а для сплава FePt выгодна ферромагнитная конфигурация.

Затем в работе была исследована устойчивость соединений $FeRh_{1-x}Pt_x$. В качестве минимального критерия оценки фазовой стабильности сплавов выступает энергия формирования (E_{form}). Энергии формирования была рассчитана для всех исследуемых сплавов как разность между полной энергией для каждого сплава и энергий чистых элементов входящих в состав в соответствии с их концентрацией. Положительное значение E_{form} указывает на то, что сплав нестабилен, т.е. такой сплав не может образоваться в условиях равновесия. Полученные нами значения энергии формирования для всех исследуемых сплавов оказались ниже нуля, что свидетельствует о том, что сплавы стабильны относительно разложения на элементарные составляющие. Далее в работе оценивалась устойчивость состава $FeRh_{1-x}Pt_x$ относительно распада на двухкомпонентные композиты по реакции $FeRh_{1-x}Pt_x \rightarrow (1 - x)\ FeRh + xFePt$. Для этого оценивали энергию E_{mix}, согласно выражению:

$$E_{mix} = E_{FeRh_{1-x}Pt_x} - \left[(1-x)E_{FeRh} + xE_{FePt}\right]$$

где E_{FeRh} и E_{FePt} полные энергии соответствующих соединений. На рис.2 представлены рассчитанные энергии E_{mix} в зависимости от концентрации Pt для энергетически выгодных спиновых конфигураций.

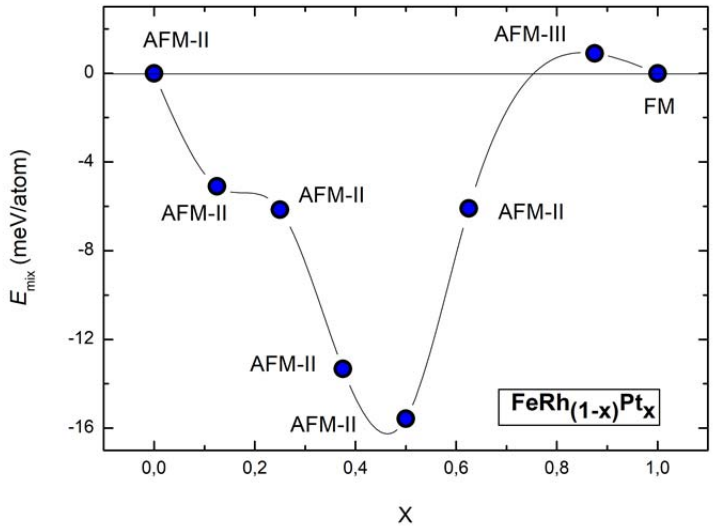


Рис. 2. Зависимость энергии E_{mix} от содержания Pt для энергетически выгодных спиновых конфигураций

Как видно из рис. 2, энергия E_{mix} оказывается выше нуля только для концентрации x = 0.875. Это свидетельствует о том, что все остальные составы являются устойчивыми относительно распада на двухкомпонентные. В работе были произведены оценки температуры Дебая для энергетически выгодных конфигураций, Так, температуры Дебая принимают значения 408 К для FeRh, 377 К для $FeRh_{0.5}Rh_{0.5}$ и 324 К для FePt. Данные значения использованы при оценке стабильности исследуемых соединений относительно распада на двухкомпонентные сплавы при повышении температуры до 800 К. В работе получено, что повышение температуры приводит к стабилизации составов относительно распада на двухкомпонентные сплавы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках проекта № 17–72–20022.

Список использованных источников:

1. Cumpson S., Hidding P., Coehoorn R. A hybrid recording method using thermally assisted writing and flux sensitive detection // IEEE Transactions on Magnetics. – 2000. – Т. 36. – №. 5. – С. 2271-2275.

2. Thiele J., Maat S., Fullerton E. FeRh/FePt exchange spring films for thermally assisted magnetic recording media // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Т. 82. – С. 2859-2861.

3. Annaorazov M., Asatryan K., Myalikgulyev G., Nikitin S., Tishin A., Tyurin A. Alloys of the Fe-Rh system as a new class of working material for magnetic refrigerators // Cryog. – 1992. – Т. 32. – С. 867-872.

4. Chirkova A., Skokov K., Schultz L., Baranov N., Gutfleisch O., Woodcock T. Giant adiabatic temperature change in FeRh alloys evidenced by direct measurements under cyclic conditions //Acta. Mater. – 2016 – Т. 106. – С. 15-21.

5. Yuasa S., Miyajima H. Magnetic properties and phase transition in bct $FeRh_{1-x}Pt_x$, alloys // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. – 1993 – Т. 76. – С. 71-73.

6. Takizawa K., Ono T., Miyajima H. Magnetic phase transitions for body-centered tetragonal $FeRh_{1-x}Pt_x$ system. // J. Magn. Magn. Mater. – 2001 – Т. 226-230. – С. 572-573.

7. Kresse G., Furthmuller J. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set // Phys. Rev. B. – 1996 – Т. 54. – С. 11169-11186.

УДК 538.955

СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Co-Ni-Sn: ИССЛЕДОВАНИЕ AB INITIO

Саносян А.А.
лаборант-исследователь,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Мирошкина О.Н.
м.н.с.,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Соколовский В.В.
д.ф.-м.н., доцент,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Бучельников В.Д.
д.ф.-м.н., профессор,
заведующий кафедрой физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Аннотация. *С помощью первопринципного подхода в работе исследованы структурные и магнитные свойства сплавов Гейслера $Co_2Ni_{1+x}Sn_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1). Получены зависимости полной энергии кристаллической структуры от степени тетрагональных искажений и выявлено наиболее выгодное кристаллической упорядочение. Для всех рассматриваемых композиций вычислена энергия магнитокристаллической анизотропии.*
Ключевые слова: *сплавы Гейслера, магнитокристаллическая анизотропия, структурные свойства, устойчивость сплавов*

STRUCTURAL AND MAGNETIC PROPERTIES OF Co-Ni-Sn HEUSLER ALLOYS: AB INITIO STUDY

Sanosyan A.A.
research assistant,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Miroshkina O.N.
junior researcher,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Sokolovskiy V.V.
Dr.Sc., associate professor,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Buchelnikov V.D.
Dr.Sc., professor,
chief of condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Annotation. *The structural and magnetic properties of $Co_2Ni_{1+x}Sn_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1) Heusler alloys are studied with an ab initio approach. The dependences of the total energy of the crystal structure on tetragonal distortions are obtained, and the most favorable crystal ordering is revealed. The energy of magnetocrystalline anisotropy is calculated for all considered compositions.*

Keywords: *Heusler alloys, magnetocrystalline anisotropy, structural properties, stability of alloys*

В основе многих современных технологий – от запоминающих устройств до ветряных турбин – лежат постоянные магниты. В настоящее время бóльшую долю магнитотвердых материалов составляют соединения на основе редкоземельных элементов, такие как Sm-Co и Nd-Fe-B [1]. Редкоземельные металлы обеспечивают сильную спинорбитальную связь, способствующую возникновению высокой магнитокристаллической анизотропии. Однако, стоимость таких материалов очень высока, и поиск альтернативы, не уступающей по свойствам, остается одной из приоритетных задач современного материаловедения. С этой точки зрения перспективными представляются сплавы Гейслера. Интерес представляют сплавы Гейслера, в которых возможен мартенситный переход из высокосимметричной аустенитной фазы в тетрагональную, обладающую меньшей симметрией и, как следствие, способной демонстрировать ненулевую магнитокристаллическую анизотропию.

В данной работе рассматриваются сплавы Гейслера $Co_2Ni_{1+x}Sn_{1-x}$ ($x = 0$, 0.25, 0.5, 0.75, 1). Исследования из первых принципов выполнены с использованием программного пакета VASP [2,3]. Расчеты выполнены в приближении GGA-PBE для 16-атомной суперячейки. На рис. 1 представлены пять типов кристаллических структур, использованных в расчётах. Наряду с известными прямой и обратной гейслеровскими структурами рассмотрены недавно предложенные T^p и T^c структуры [4], характеризующиеся чередующимися слоями атомов Co и Ni вдоль кристаллографических направлений [1,0,0] и [1,1,0], соответственно. Дополнительно рассмотрена частично разупорядоченная B2-like структура. Энергия магнитокристаллической анизотропии *MAE* вычислена по формуле: $MAE = E_{100} - E_{001}$, где E_{100} и E_{001} – полные энергии сплавов для случаев спиновой ориентации по направлениям [001] и [100], соответственно.

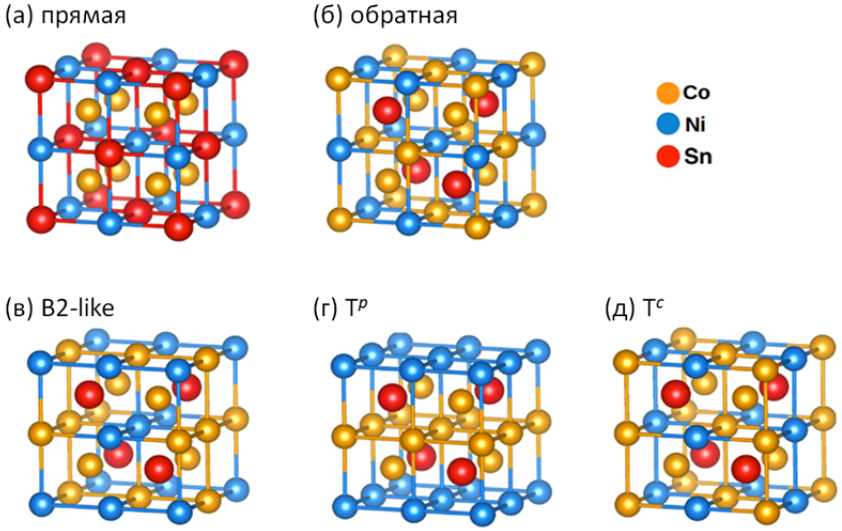


Рис. 1. (а) Прямая, (б) обратная, (в) B2-like, (г) T^p и (д) T^c структуры, использованные при моделировании

Результаты вычисления полной энергии сплава в зависимости от степени тетрагональных искажений для сплава Co_2NiSn представлены на рис. 2. Видно, что для всех рассмотренных кристаллических структур энергетически выгодной является мартенситная фаза со степенью тетрагональности $c/a = 1{,}35$. Кривые E(c/a) всех кристаллических фаз, за исключением прямой гейслеровской структуры, очень близки в минимуме при $c/a = 1{,}35$, тем не менее, энергетически более выгодной является обратная структура. Однако добавка избыточных атомов Ni стабилизирует T^p структуру, и она становится выгодной для мартенситных фаз сплавов $Co_2Ni_{1+x}Sn_{1-x}$ при $x \geqslant 0{,}25$.

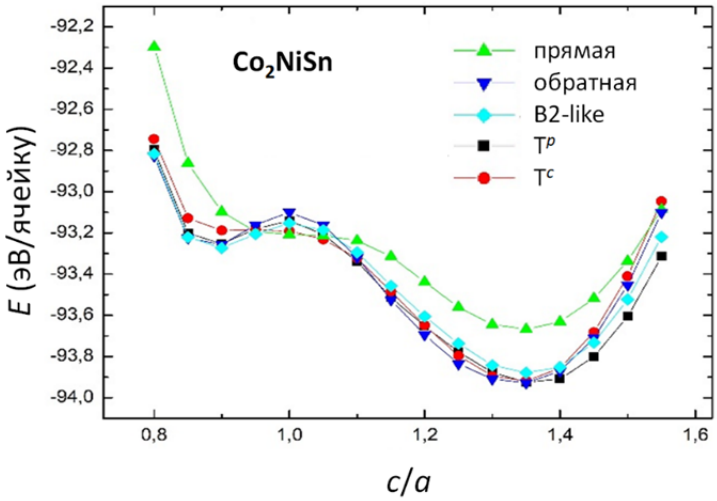


Рис. 2. Зависимость полной энергии сплава Co_2NiSn от степени тетрагональных искажений c/a

В работе также выполнены расчёты магнитокристаллической анизотропии для всех композиций рассматриваемой серии. Результаты вычислений *MAE*, представленные на рис. 3., позволяют сделать вывод о том, что сплавы Гейслера Co-Ni-Sn могут рассматриваться на роль постоянных магнитов.

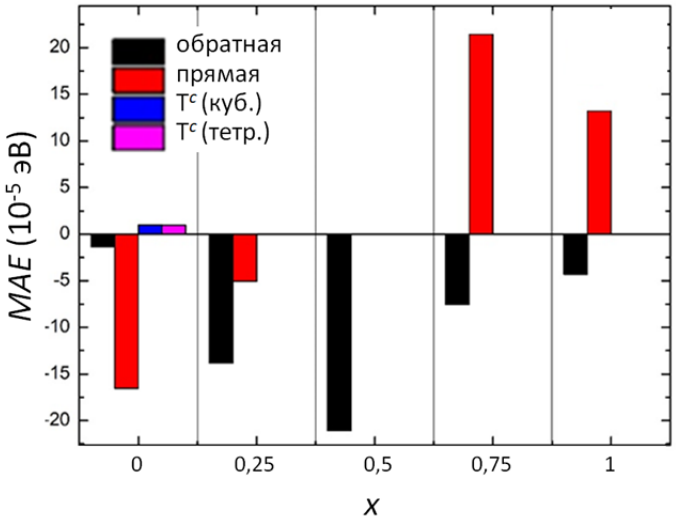


Рис. 3. Магнитокристаллическая анизотропия сплавов $Co_2Ni_{1+x}Sn_{1-x}$ (x = 0, 0.25, 0.5, 0.75, 1). В случае T^c структуры стехиометрической композиции Ni_2CoSn результаты приведены для кубической (куб.) и тетрагональной (тетр.) фаз

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Челябинской области в рамках научного проекта № 20-42-74003\20 (расчеты магнитокристаллической анизотропии) и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-00250-20-03 (расчеты магнитного и структурного основного состояния).

Список использованных источников:

1. Sagawa M. et al. Nd–Fe–B permanent magnet materials //Japanese journal of applied physics. – 1987. – V. 26. – №. 6R. – P. 785.
2. Kresse G., Hafner J. 14251; G. Kresse, J. Furthmüller // Phys. Rev. B. – 1996. – V. 54. – P. 11169.
3. Kresse G., Joubert D. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Physical Review B. – 1999. – V. 59. – №. 3. – P. 1758.
4. Neibecker P. et al. Ordering tendencies and electronic properties in quaternary Heusler derivatives // Physical Review B. – 2017. – V. 96. – №. 16. – P. 165131.

УДК 620.22

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ MAX-ФАЗ В СИСТЕМЕ $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ ДО И ПОСЛЕ ОЧИСТКИ ОБРАЗЦОВ МЕТОДОМ ХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ

Соболев К.В.

Младший научный сотрудник, Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Позняк А.И.

Научный сотрудник, Университет Дуйсбург-Эссен

Видвальд Ульф

Частный лектор, Университет Дуйсбург-Эссен

Родионова В.В.

Др. ф.-м. н., Директор Научно-Образовательного Центра «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения»
Балтийского Федерального Университета имени Иммануила Канта

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных свойств MAX-фаз состава $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ в широком диапазоне концентраций легирующего элемента. Получаемые методом дуговой плавки образцы имеют в объёме ряд примесных фаз. Образцы могут быть очищены от них при помощи химической обработки. Исследование магнитных свойств образцов до и после травления позволяют выделить вклад в намагниченность, относящийся к MAX-фазе, и ассоциировать прочие магнитные особенности с влиянием конкретных примесных фаз, чего ранее не было сделано для образцов схожих составов.*

Ключевые слова: *MAX-фазы, магнитные свойства, примесные фазы, химическое травление*

INVESTIGATION OF MAGNETIC PROPERTIES OF MAX-PHASES IN $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ SYSTEM BEFORE AND AFTER SAMPLE PURIFICATION VIA CHEMICAL ETCHING

Sobolev K.V.

Junior researcher, Immanuel Kant Baltic Federal University

Pazniak A.I.

Postdoctoral Researcher, Dr. University of Duisburg-Essen

Wiedwald U.

Privatdozent, Dr. University of Duisburg-Essen

Rodionova V.V.

Dr. Assoc. Prof., head of the Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *The work is dedicated to the study of magnetic properties of $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ MAX-phase in the wide range of dopant concentrations. The samples, prepared by arc melting, have the set of secondary phases in their volume which could be removed via chemical etching. Investigating the samples' magnetic properties before and after the etching lets to distinguish the MAX-phase originating impact to the magnetization and to associate the remaining magnetic features with the effect of the concrete side phases. That has not been done previously for the given compositions.*

Keywords: *MAX-phases, magnetic properties, side phases, chemical etching*

MAX-фазы представляют собой новый класс атомарно-слоистых материалов с общей формулой $M_{n+1}AX_n$, где M – это ранний переходный металл, A – элемент A-группы периодической системы элементов, а X – либо углерод, либо азот. MAX-фазы получили известность за счёт уникального набора физических свойств, характерных, с одной стороны, металлам, с другой – керамическим соединениям. Подобно металлам, MAX-фазы являются хорошими проводниками тепла и электрического тока, и в то же время они обладают высокими показателями коррозионной стойкости и малой химической активностью, что характерно для керамик [1].

Актуальной задачей является поиск магнитных MAX-фаз, которые могут быть использованы как в качестве функциональных магнитных материалов, так и в качестве прекурсоров для синтеза двумерных магнитных материалов – MXенов [2]. MAX-фаза $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ является одним из кандидатов на обнаружение дальнего магнитного порядка [3]. Однако при синтезе данной MAX-фазы возникает две значимые проблемы: марганец в качестве легирующего элемента встраивается в структуру MAX-фазы Cr_2AlC в небольшом количестве (максимально достигнутое содержание составляет 10 ат.% [4]), в то же время легирование приводит к росту числа примесных фаз, преимущественно карбидов и интерметаллидов, образующихся одновременно с MAX-фазой в процессе синтеза [5].

В данной работе методом дуговой плавки была синтезирована серия образцов MAX-фазы состава $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ с различной концентрацией марганца (номинально x = 0, 0.1, 0.2 и 0.25). Этот метод был заранее оптимизирован с целью получения образцов с минимальным включением побочных фаз [6], кроме того, было показано, что его использование позволяет качественно увеличить процент замещения хрома марганцем в MAX-фазе. После синтеза в объёме образцов всё ещё присутствовали примесные фазы – интерметаллид Cr_5Al_8 и перовскит Mn_3AlC (в образцах с высокой степенью легирования). С целью удаления данных примесных фаз образцы после синтеза были измельчены до состояния порошка и подвергнуты химическому травлению в растворе концентрированной соляной кислоты HCl. Вследствие высокой химической стойкости MAX-фазы по сравнению с примесными фазами, время травления и концентрация кислоты были подобраны так, чтобы максимально эффективно очистить материал, не вызывая при этом деградацию MAX-фазы.

Непосредственно после синтеза образцы были исследованы методами сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) с приложением энергодисперсионного анализа (ЭДС), а также рентгеноструктурного анализа (до и после проведения химического травления), результаты приведены на Рис. 1 и Рис. 2. На Рис. 1 визуализировано распределение фазового состава полученных образцов. Видно, что доминирующей во всех образцах является MAX-фаза $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$. Итоговые степени легирования, установленные при помощи ЭДС, составили x = 0, 5, 12 и 16 ат.%. По Рис. 2 видно, что химическое травление приводит к полной очистке образца от примесных фаз. Отражения, соответствующие примесным фазам, становятся ниже предела детектирования использованного прибора, что говорит об их малом содержании – менее 1 вес.% – в исследуемом материале.

Образцы до и после химического травления также исследовались методом вибрационной магнитометрии : была измерена зависимость намагниченности образцов от

температуры (M от T) в диапазоне температур от 3 до 300 K во внешнем магнитном поле H = 100 Э по протоколу ZFC-FC-FW (охлаждение без поля – охлаждение в поле – нагрев в поле), результат представлен на Рис. 3.

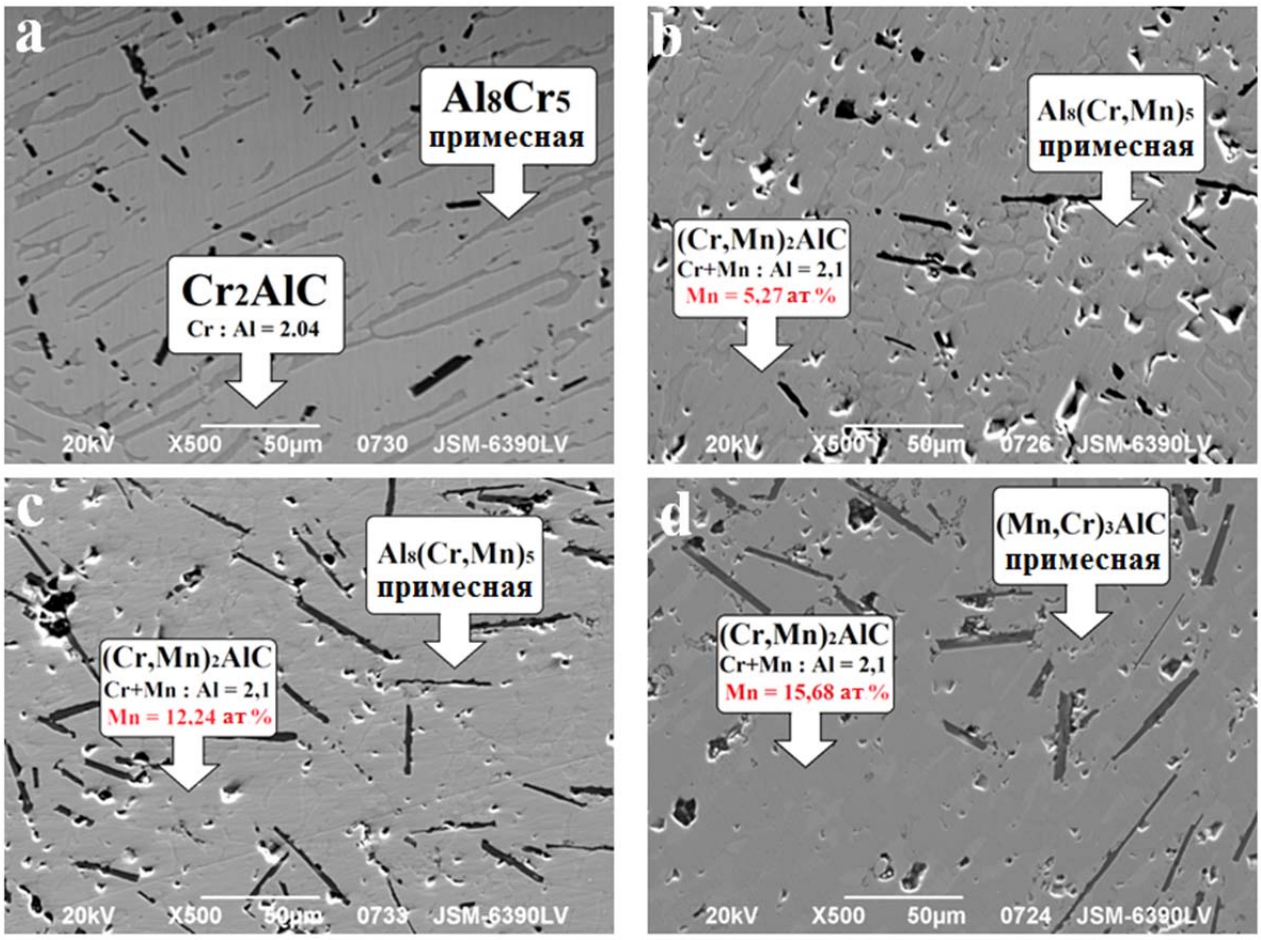


Рис. 1. Репрезентативные СЭМ-изображения образцов MAX-фазы состава $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ с x = 0, 5, 12 и 16 ат.%. Химический состав наблюдаемых фаз, определённый посредством ЕДС-анализа, приведён на изображениях.

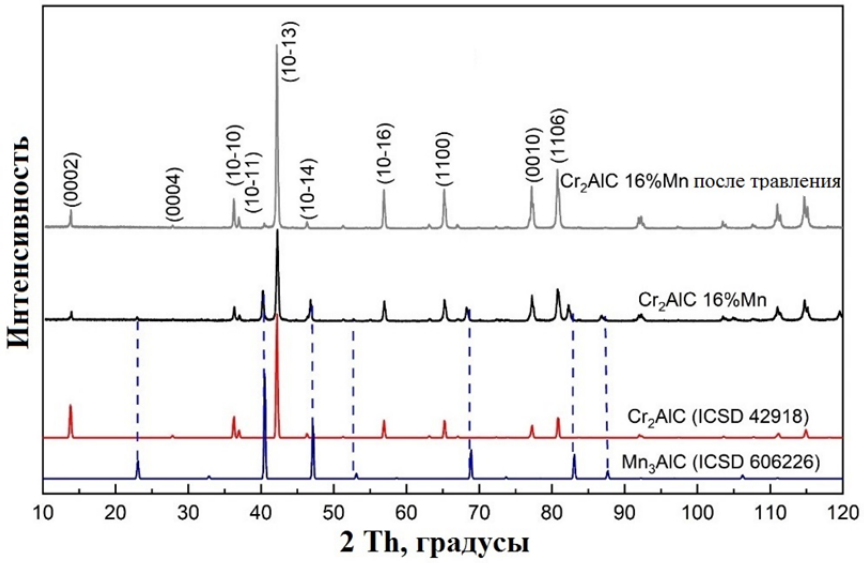


Рис. 2. Рентгеновская дифрактограмма образца MAX-фазы состава $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ с x = 16 ат% до и после проведения химического травления. Дифрактограммы чистых Cr_2AlC и Mn_3AlC приведены на рисунке для сравнения.

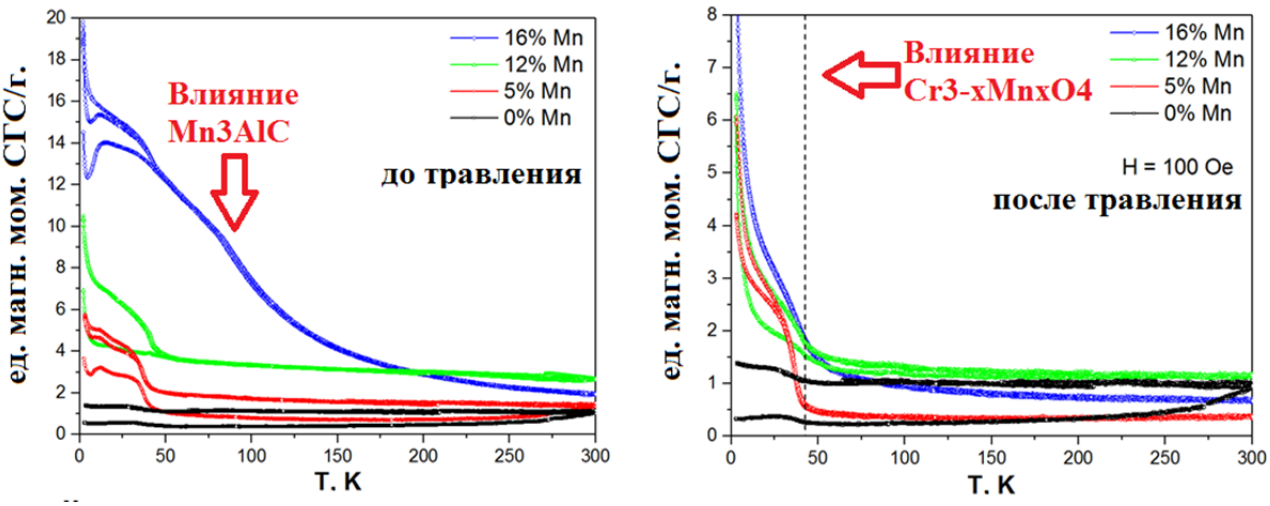


Рис. 3. Температурные зависимости намагниченности, M, для образцов MAX-фазы состава $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ с x = 0, 5, 12 и 16 ат.%. до и после проведения химического травления.

На Рис. 3 видно, что до проведения травления примесные фазы несут дополнительный вклад в намагниченность образцов. Сильнее всего отличается образец с x = 16 ат.%., в котором присутствует фаза Mn_3AlC. Эта фаза является причиной возникновения дополнительного излома кривой M от T в области температур порядка 80 K. Особенность кривой M от T в области 42 K, присущая всем исследованным образцам, также объясняется влиянием примесной фазы $Cr_{3-x}Mn_xO_4$, содержание которой составляет менее 1 вес.%.

В результате выполнения работ было показано, что химическое травление является достаточно эффективной методикой очистки образцов MAX-фаз, что подтверждается методами рентгеновского и СЭМ-ЭДС анализа. Однако исследование магнитных свойств образцов доказывает наличие в них дополнительной примесной фазы, предположительно, $Cr_{3-x}Mn_xO_4$, содержание которой ниже предела чувствительности использованных методов характеризации. Вклад примесной фазы в намагниченность становится существенным только при низких температурах, - он соизмерим с вкладом MAX-фазы вследствие малости магнитного момента последней. Таким образом, несмотря на наличие примесной фазы, было показано, что больший объем образца (> 99 об.%) составляет MAX-фаза $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$, являющаяся парамагнетиком в диапазоне степеней легирования марганцем от 0 до 16 ат.%.

Список использованных источников:

1. M. W. Barsoum. $M_{N+1}AX_N$ phases: a new class of solids; thermodynamically stable nanolaminates / Progress in Solid State Chemistry – 28(1-4) – C. 201-281 – 2000.

2. M. Naguib, M. Kurtoglu, V. Presser, J. Lu, J. Nui, M. Heon, L. Hultman, Y. Gogotsi and M. W. Barsoum. Two-Dimensional Nanocrystals Produced by Exfoliation of Ti_3AlC_2 / Advanced Materials – 23(37) – C. 4248-4253 – 2011.

3. A. Mockute, M. Dahlqvist, J. Emmerlich, L. Hultman, J. M. Schneider, Per O. Å. Persson and J. Rosen. Synthesis and *ab initio* calculations of nanolaminated $(Cr,Mn)_2AlC$ compounds / Physical Review B – 87(9) – 094113 – 2013.

4. C. M. Hamm, J. D. Bocarsly, G. Seward, U. I. Kramm and C. S. Birkel. Non-conventional synthesis and magnetic properties of MAX phases $(Cr/Mn)_2AlC$ and $(Cr/Fe)_2AlC$ / Journal of Materials Chemistry C – 23(5) – C. 5700-5708 – 2017.

5. K. V. Sobolev, K. K. Kolincio, A. Emelyanov, A. Mielewczyk-Gryń, M. Gazda, M. Roman, A. Pazniak, V. Rodionova. Evolution of magnetic and transport properties in $(Cr_{1-x}Mn_x)_2AlC$ MAX-phase synthesized by arc melting technique / Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 493 – 165642 – 2020.

6. K. Sobolev, A. Pazniak, O. Shylenko, V. Komanicky, A. Provino, P. Manfrinetti, D. Peddis, V. Rodionova. Complex optimization of arc melting synthesis for bulk Cr_2AlC MAX-phase / Ceramics International – 47(6) – C. 7745-7752 – 2021.

УДК 538.955

ИССЛЕДОВАНИЕ ДОБАВКИ Si НА СТАБИЛЬНОСТЬ ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКОЙ И МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ФАЗЫ СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА Mn_2VGe

Соколовский В. В.

д.ф.-м.н., доцент, профессор кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Байгутлин Д. Р.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Мирошкина О. Н.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Бучельников В. Д.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет.

Аннотация. *В данной работе представлены теоретические исследования сплава Гейслера Mn_2VGe с добавкой Si в рамках теории функционала плотности. Показано, что учет эффектов электронной корреляции в рамках мета-GGA аппроксимации обменно-корреляционного потенциала приводит к возникновению двух энергетических минимумов при параметрах кубической решетки 5.7 и 6.05 Å, соответствующих полуметаллической и металлической фазе. Небольшое замещение атомов Ge на Si (3.125 ат.%) приводит к уменьшению разницы энергии между двумя фазами с 12.3 до 1.8 мэВ/атом. В рамках термодинамического подхода и модели Дебая предсказана возможность реализации фазового перехода при температуре около 300 К и приложении давления 0.3 ГПа.*

Ключевые слова: *Теория функционала плотности, мета-GGA, полуметаллы, сплавы Гейслера.*

STUDY OF HEUSLER HALF-METAL ALLOYS Mn_2ScZ (Z = Al, Si, P, Ga, Ge, As, In, Sn, Sb) WITH SWITCHABLE BEHAVIOR

Sokolovskiy V. V.

Dr. Sci. Phys. and Math., Associate Professor, Professor of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Baigutlin D. R.

Junior Researcher of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Miroshkina O. N.

Junior Researcher of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Buchelnikov V. D.

Dr. Sci. Phys. and Math., Professor, Head of the Department of Condensed Matter Physics, Chelyabinsk State University.

Annotation. *This work presents theoretical studies of Si-doped Mn_2VGe Heusler alloy in the framework of the density functional theory. It is shown that the effects of electron correlation within the meta-GGA approximation of the exchange correlation potential lead to the appearance of two energy minima at the cubic lattice parameters of 5.7 and 6.05 Å, corresponding to the halfmetallic and metallic phases. A small substitution of Si for Ge atoms (3.125 at.%) results in a decrease in the energy difference between the two phases from 12.3 to 1.8 meV/atom. Based on the thermodynamic approach and the Debye model, the possibility of a phase transition at a temperature of about 300 K with a pressure of 0.3 GPa is predicted.*

Keywords: *Density functional theory, meta-GGA, half-metals, Heusler alloys.*

Полуметаллические ферромагнетики обладают высокой спиновой поляризацией и поэтому представляют интерес для исследователей из-за их возможного применения в устройствах спинтроники. В таких материалах для одного направления спинов наблюдается металлическое поведение на уровне Ферми, а для другого - полупроводниковое. К ключевым особенностям идеального магнитного материала для спинтроники относят следующие характеристики: высокая температура Кюри, обеспечивающая работу устройства при комнатной температуре, высокая спиновая поляризация на уровне Ферми, позволяющая получать эффекты высокого туннельного магнитосопротивления, и низкий параметр затухания магнитной релаксации, обеспечивающий легкое переключение намагниченности за счет эффекта передачи крутящего момента [1]. В последнее время в научной литературе можно встретить большое количество теоретических и экспериментальных исследований полуметаллического поведения для различных типов материалов, таких как магнитные оксиды [2], разбавленные полупроводники на основе магнитных соединений III-V группы периодической таблицы [3] и сплавы Гейслера [4]. В данном перечне выделяются сплавы Гейслера на основе Co и Mn вследствие их высокой температуры Кюри и варьируемой электронной структуры. В частности, сплавы Гейслера на основе Co являются очень многообещающими материалами, поскольку для некоторых из них предсказана большая спиновая поляризация, и они должны вести себя как полуметаллы даже при комнатной температуре [4]. Другим большим семейством полуметаллических сплавов являются сплавы Гейслера на основе Mn. Типичными примерами являются Mn_2VAl, Mn_2VSi, Mn_2FeZ (Z = Al, Sb), Mn_2CoZ (Z = Al, Ga, Si, Sb), Mn_2CuSb, Mn_2ZrSi [5].

В данной работе обращено внимание на исследование магнитных и структурных свойств основного состояния сплава Mn_2VGe с добавкой Si в рамках традиционной теории функционала плотности. Первопринципные вычисления выполнены с помощью метода присоединенных проекционных волн, реализованного в программном пакете VASP [6]. В качестве описания обменно-корреляционных эффектов выбрано приближение мета-обобщенного градиента (meta-GGA) в рамках функционала нового поколения SCAN [7], который учитывает градиент электронной плотности и плотность кинетической энергии. Для генерации k-сетки 11 × 11 × 11 использована схема Монхорста-Пака. Энергия обрезки плоских волн составляла 800 эВ, а параметр сходимости по энергии равнялся 10^{-8} эВ/атом. Геометрическая оптимизация кристаллических структур групп кубической симметрии №216 и 225 представлена на 16-ти и 32-х атомных суперячейках. В данном случае, стехиометрическая композиция Mn_2VGe сформирована на 16-ти атомной ячейке ($Mn_8V_4Ge_4$), композиция с содержанием Si 3.125 ат.% — на 32-х атомной ячейке ($Mn_{16}V_8Ge_7Si_1$).

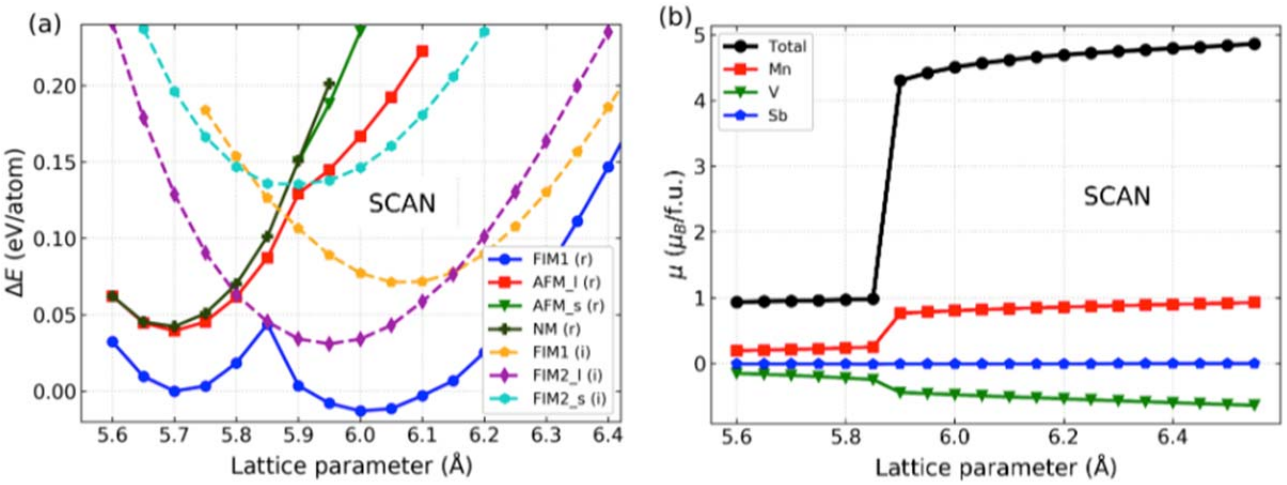


Рис. 1. (а) Зависимость разницы энергии и (б) полного и поэлементного магнитных моментов от параметра решетки в сплаве Mn_2VGe для кубических структур симметрии №225 (символ "r") и 216 (символ "i") с учетом различного магнитного упорядочения атомов Mn и V. Разница энергий приведена по отношению к левому минимуму. Энергетические кривые представлены для различных комбинаций магнитного упорядочения: ферримагнитного (FIM), антиферромагнитного (AFM) (послойного AFM_l и шахматного AFM_s) и немагнитного (NM). В случае FIM конфигурации магнитный момент атомов V антипараллелен магнитному моменту атомов Mn.

На рис. 1(а) приведены результаты расчетов геометрической оптимизации прямой (№225) и обратной (№216) кристаллических структур сплава Гейслера Mn_2VGe в зависимости от параметра решетки. Расчеты показывают, что кристаллическая структура группы симметрии №225 с учетом FIM упорядочения является энергетически выгодной по сравнению с обратной гейслеровской структурой. Кроме того, из рисунка можно видеть особенность в поведении энергии для выгодной структуры, заключающаяся в наличии двух минимумов при параметрах решетки 5.7 и 6.05 Å. Каждый из минимумов указывает на существование почти вырожденных состояний с различным полным магнитным моментом. Левый локальный минимум характеризует состояние с малым, но целым магнитным моментом (фаза LMS), тогда как правый глобальный минимум – состояние с высоким магнитным моментом (фаза HMS). Энергетическая разница между двумя состояниями составляет около 12.3 мэВ/атом. Таким образом, можно предположить, что сжатие решетки позволит переключить HMS состояние в LMS.

Из рис. 2 четко прослеживается скачкообразное возрастание полного магнитного момента в зависимости от увеличения параметра кристаллической решетки группы симметрии №225. Для фазы LMS значение полного магнитного момента составляет 1 μ_B/ф.е., тогда как для фазы HMS – около 4.5 μ_B/ф.е. Примечательно, что целочисленная величина намагниченности для левого минимума удовлетворяет по абсолютному значению общеизвестному правилу Слейтера-Полинга ($m = N_v$–24, здесь, m – полный магнитный момент, N_v – число валентных электронов). Согласно данному правилу, целочисленное значение намагниченности является характерной особенностью полуметаллических ферромагнетиков с высокой спиновой поляризацией.

Расчеты спин-поляризованных зонных структур и плотностей электронных состояний для LMS фазы сплава Mn_2VGe вдоль точек высокой симметрии первой зоны Бриллюэна демонстрируют четкую запрещенную зону на уровне Ферми для спин-вверх состояний, в то время как зоны для спин-вниз состояний характеризуются перекрытием валентной зоны и зоны проводимости. Данные наблюдения указывают на полуметаллический характер фазы LMS. Напротив, зонные структуры фазы HMS четко демонстрируют металлическое поведение с перекрытием валентной зоны и зоны проводимости для обоих спин-вверх и спин-вниз состояний.

Для подтверждения предположений о возможности переключения полуметаллического и металлического состояния проведены расчеты энергии Гиббса при конечных температурах, используя термодинамический подход и модель Дебая для описания решеточного вклада энтропии в потенциал Гиббса. Попутно отметим, что для простоты вычислений мы пренебрегаем магнитным вкладом энтропии. На рис. 2 приведены температурные зависимости энергии Гиббса для LMS и HMS фаз сплава Mn_2VGe при различной величине приложенного внешнего давления до 5 ГПа. Можно видеть, что переключение между двумя фазами возможно реализовать путем приложения давления (сжатия/расширения кристаллической решетки) около 3 и более ГПа при различных конечных температурах (см. линию с точками).

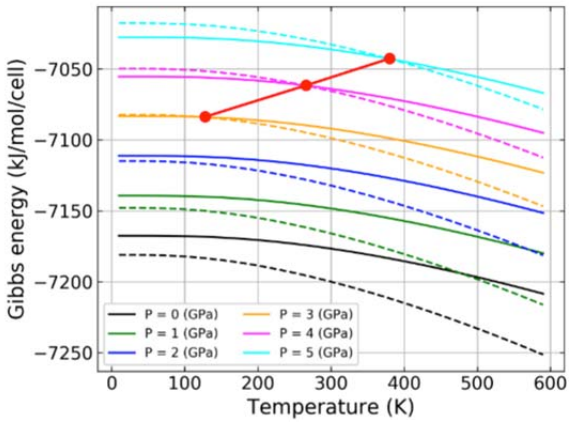


Рис. 2. Зависимость энергии Гиббса от температуры для сплава Mn_2VGe при различном значении приложенного давления. Пунктир соответствует HMS фазе, сплошная линия - LMS.

В работе также показано, что добавка (Si 3.125 ат.%) в позиции Ge приводит к существенному уменьшению разницы между энергиями LMS и HMS фазы с 12.3 до 1.8 мэВ/атом, сохраняя намагниченность обеих фаз и усиливая их вырожденность. При этом, зонная структура слабо видоизменяется в присутствии Si, также проявляя полуметаллический и металлический характер для LMS и HMS фаз, соответственно. Существенно меньшая разница в энергиях между LMS и HMS фазами приводит к меньшему критическому давлению (0.3 ГПа), необходимому для переключения металлического и полуметаллического состояний при комнатной температуре. Результаты работы могут представлять интерес при создании микроэлектронных устройств, работающих на принципах спинтроники.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Челябинской области в рамках научного проекта №20-42-740006.

Список использованных источников:

1. Fert A., Nobel Lecture: Origin, development, and future of spintronics / Rev. Mod. Phys. – 2008. – T. 80. – C.1517.
2. Lewis S. P., Allen P. B., Sasaki T. Band structure and transport properties of CrO 2 / Physical Review B. – 1997. – T. 55. – №. 16. – C. 10253.
3. Akai H. Ferromagnetism and its stability in the diluted magnetic semiconductor (In, Mn)As / Physical Review Letters. – 1998. – T. 81. – №. 14. – C. 3002.
4. Felser C., Fecher G. H., Balke B. Spintronics: a challenge for materials science and solid-state chemistry / Angewandte Chemie International Edition. – 2007. – T. 46. – №. 5. – C. 668-699.
5. Felser C., Wollmann L., Chadov S., Fecher G. H., Parkin S.S.P. Basics and prospective of magnetic Heusler compounds / APL Materials. – 2015. – T. 3. – C. 041518.
6. Kresse G., Furthmüller J. Efficient iterative schemes for ab initio total-energy calculations using a plane-wave basis set / Phys. Rev. B – 1996. – T. 54. – C. 11169.
7. Sun J., Ruzsinszky A., Perdew J. P. Strongly constrained and appropriately normed semilocal density functional / Physical review letters. – 2015. – T. 115. – №. 3. – C. 036402.

УДК 537.622

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ МИКРОПРОВОДОВ НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В КАЧЕСТВЕ МАТЕРИАЛА ДЛЯ КАТАЛИЗА

Сороколетова М. С.

студент,
кафедра магнетизма физического факультета
МГУ имени М. В. Ломоносова

Шалыгин А. Н.

д.ф-м.н., доцент,
кафедра магнетизма физического факультета
МГУ имени М. В. Ломоносова

Шалыгина Е. Е.

д.ф.-м.н., профессор,
кафедра магнетизма физического факультета
МГУ имени М. В. Ломоносова

Аннотация. *Работа посвящена экспериментальному изучению магнитных характеристик кобальт-обогащенных аморфных микропроводов и анализу возможности их использования в процессах катализа. Измерения магнитных характеристик аморфных микропроводов выполнены на вибрационном магнитометре. Все проводимые исследования направлены на установление взаимосвязи между магнитными свойствами и химической активностью микропроводов.*

Ключевые слова: *аморфные микропровода, магнитные свойства, катализ.*

STUDY OF THE MAGNETIC PROPERTIES OF MICROWIRES BASED ON COBALT FOR USE AS A MATERIAL FOR CATALYSIS

Sorokoletova M. S.

student
Department of Magnetism, Faculty of Physics
Lomonosov Moscow State University

Shalygin A. N.

Associate professor
Department of Magnetism, Faculty of Physics
Lomonosov Moscow State University

Shalygina E. E.

Doctor of Physics and Mathematics sciences
Department of Magnetism, Faculty of Physics
Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The work is devoted to the experimental study of the magnetic characteristics of amorphous microwires with high cobalt content and the analysis of the possibility of their use in*

catalysis processes. Measurements of the magnetic characteristics of amorphous microwires were carried out on a vibrating-sample magnetometer. All conducted research is aimed at establishing the relationship between magnetic properties and chemical activity of microwires.

Keywords: *amorphous microwires, magnetic properties, catalysis*

В последние десятилетия катализаторы на основе ферромагнитных материалов привлекают внимание учёных. Этот интерес обусловлен повышением эффективности многих промышленных процессов, например, синтеза углеводородов, распада экологически вредных веществ, создания углеродных нанотрубок. Катализатор – это химическое вещество, ускоряющее реакцию, но не расходующееся в процессе реакции. Активность, селективность и стабильность катализатора сильно зависят от состава катализатора и его свойств. Большое влияние оказывают также размеры частиц [1, 2], их форма, распределение в матрице и природа носителя, взаимодействие частиц с которым модифицирует каталитические свойства частиц.

При выполнении данной работы в качестве материала для катализа были выбраны аморфные кобальт-обогащенные микропровода. Изучаемые образцы имели сложную композицию, включающую кобальт и носитель, свойства которых определялись концентрацией металла, типом носителя и промотора. Процесс формирования каталитически активной поверхности происходил на всех этапах приготовления катализаторов, в частности, при подготовке носителя, получении предшественника активного компонента, термической обработке, восстановлении и активации [3].

Целью данной работы является исследование объемных магнитных характеристик аморфных микропроводов, полученных с помощью модернизированного метода Улитовского-Тейлора [4], и оценка возможности увеличения каталитической активности микропроводов. Измерения были выполнены на вибрационном магнитометре фирмы «Lake Shore VSM 7400» с чувствительностью 10^{-5} Гс×см^3. Особое внимание было уделено анализу значения намагниченности, так как она позволяет исследовать фазовые переходы ферромагнитных соединений и определять фазовый состав подсистемы. Кроме того, экстраполяция зависимости намагниченности от магнитного поля H к бесконечному значению позволяет определить степень восстановления катализатора.

Измерение магнитных характеристик аморфных микропроводов было выполнено следующим образом. На вибрационном магнитометре были измерены петли гистерезиса для двух партий образцов: 1) Co45C, Co84C, MPn41, 2) Co45.1, Co84.4P, MPn41.1. Диаметр образцов d = 50 мкм. Результаты измерений магнитополевых зависимостей приведены на рисунках 1 и 2.

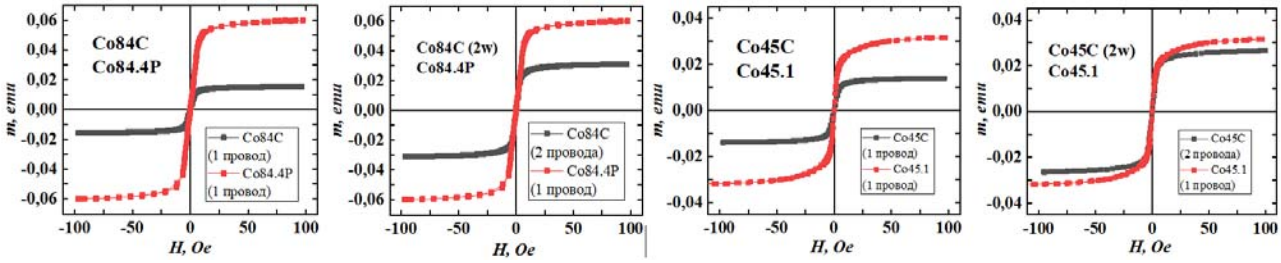


Рисунок 1. Магнитополевые зависимости магнитных моментов, наблюдаемые для изучаемых образцов Co84C, Co84.4P и Co45C, Co45.1.

Различие магнитных моментов в случае Co84C и Co84.4P, а также Co45C и Co45.1 обусловлено разными составами микропроводов, а также тем, что в случае Co84.4P и Co45.1 измерения были выполнены на одном микропроводе, а в случае Co84C и Co45C измерения были выполнены как для одного провода, так и для двух.

Кроме того, на рисунке 2 приведены результаты измерений магнитополевых зависимостей магнитных моментов изучаемых образцов.

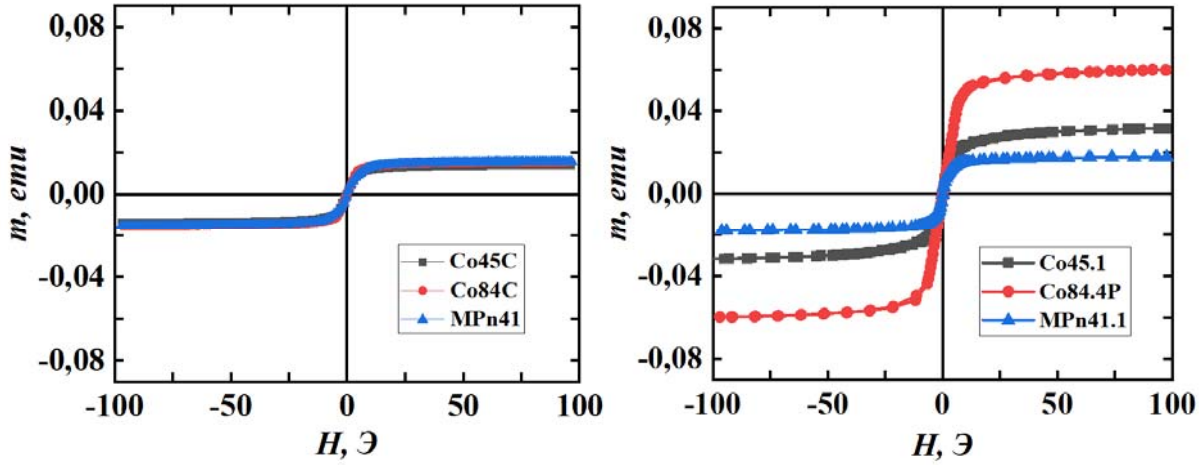


Рисунок 2. Магнитополевые зависимости магнитных моментов, наблюдаемые для изучаемых образцов 1) Co45C, Co84C, MPn41, 2) Co45.1, Co84.4P, MPn41.1.

Полученные данные свидетельствуют о том, что магнитные моменты изучаемых образов зависят от состава изучаемых микропроводов.

Для наглядности полученных результатов в таблице 1 приведена таблица магнитных характеристик изучаемых Co84C, Co45C, MPN41 и Co84.4P, Co45.1, MPN41.1. образцов.

Таблица 1. Магнитные характеристики, наблюдаемые для Co84C, Co45C, MPN41 и Co84.4P, Co4.5.1, MPN41.1.

№	Состав	l, см	$V=\pi R^2*l$, $см^3$	H_S, Э	H_C, Э	m_{max}, emu	$M_{max} = m_{max}/V$, Гс
1	Co84C	0,6	0,00001178	64	0,23	0,016	1358
	Co84.4P	0,8	0,0000157	97	0,13	0,061	3885
2	Co45C	0,6	0,00001178	67	0,13	0,014	1180
	Co45.1	0,85	0,00001668	123	0,07	0,032	1918
3	MPN41	0,8	0,0000157	63	0,09	0,015	955
	MPN41.1	0,9	0,00001766	123	0,08	0,018	1019

Здесь m_{max} – магнитный момент образца в поле насыщения, $M_{max} = m_{max}/V$, Гс – магнитный момент единицы объема.

Приведенные выше данные свидетельствуют о том, что значения $M_{max} = m_{max}/V$, Гс, для образцов Co84.4P, Co45C.1 и MPN41.1 существенно превышают $M_{max} = m_{max}/V$, Гс, наблюдаемые для Co84C, Co45C, MPN41. Это означает, что варьирование состава микропроводов позволяет существенно изменять их магнитные характеристики.

Далее для изучаемых образцов было экспериментально проанализировано магнитополевое поведение магнитного момента M_{max} образцов в исходном состоянии, а также до и после восстановления.

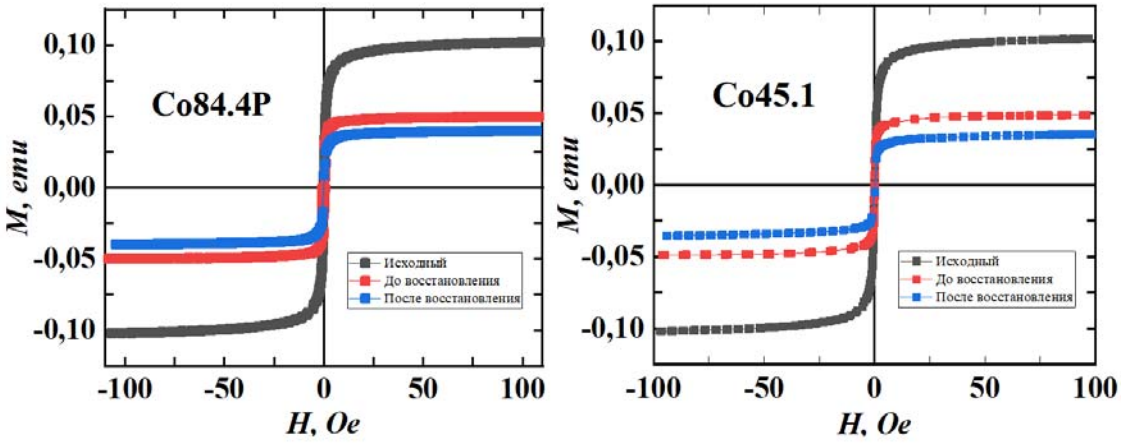


Рисунок 3. Петли гистерезиса, наблюдаемых для исходных образцов (до катализа), а также до восстановления и после восстановления образцов Co84.4P (слева) и Co45.1 (справа).

Полученные магнитные характеристики приведены ниже в табл. 2.

Таблица. 2. Магнитные характеристики, наблюдаемые для Co84.4P и Co45.1 микропроводов до восстановления после и восстановления

	Co84.4P			Co45.1		
	Исходный	До восст.	После восст.	Исходный	До восст.	После восст.
H_S, Э	72	56	59	75	47	132
H_C, Э	0,02	0,56	0,22	0,04	0,1	0,28
M, emu	0,102	0,050	0,040	0,105	0,049	0,036

Сравнение данных, приведенных в таблице 2, показало, что магнитный момент M образцов до восстановления отличается от значения M образцов после восстановления. Причем значение M «до восстановления» больше, чем «после восстановления».

Таким образом, описанные выше результаты проведённых исследований микропроводов на основе кобальта свидетельствуют о том, что изменение состава изучаемых образцов, участвующих в процессах катализа, влияет на их магнитные характеристики. В частности, установлено, что катализ уменьшает магнитный момент микропроводов. При этом различие M до восстановления и после восстановления незначительное. Полученные данные могут быть полезны при дальнейшей оптимизации методики использования аморфных микропроводов в процессах катализа.

Список используемых источников:

1. Стрижак П. Е. и др. Геометрический и электронный подходы к размерным эффектам в гетерогенном катализе //Кинетика и катализ. – 2011. – Т. 52. – №. 1. – С. 131-142.

2. Feng Y., Zheng X. Plasma-enhanced catalytic CuO nanowires for CO oxidation //Nano letters. – 2010. – Т. 10. – №. 11. – С. 4762-4766.

3. Sun Y. et al. Ultrathin Co 3 O 4 nanowires with high catalytic oxidation of CO //Chemical Communications. – 2011. – Т. 47. – №. 40. – С. 11279-11281.

УДК 537.622.5

НОВЫЙ ПОДХОД К РЕШЕТОЧНОЙ И МАГНИТНОЙ ТЕПЛОЕМКОСТИ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ЦЕПОЧЕЧНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ: ПРИМЕРЫ $RbFeSe_2$, $RbFeS_2$ и $KFeS_2$

Киямов А.Г.
к.ф.-м.н., ассистент,
Институт физики, Казанский федеральный университет (Казань)

Seidov Z.
Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences (Baku)

Tsurkan V., Croitori D.
EP V, EKM, Institute of Physics, University of Augsburg (Augsburg)
Institute of Applied Physics, MD-20208 (Chisinau)

Krug von Nidda H.-A., Günther A., Mayer F.
EP V, EKM, Institute of Physics, University of Augsburg (Augsburg)

Wille H.-C., Sergueev I., Leupold O.
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, D-22607 (Hamburg)

Таюрский Д.А.
д.ф.-м.н., Директор Института физики, профессор,
Институт физики, Казанский федеральный университет (Казань)

Тагиров Л.Р.
д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, профессор,
лаборатория нелинейной оптики, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН (Казань)

Аннотация. *Предложен новый подход к интерпретации результатов измерений теплоемкости квази-одномерных тройных халькогенидов железа. Он основан на вычислении из первых принципов спектров фононов и фононной плотности состояний (ФПС) для каждого элемента, входящего в элементарную ячейку соединения. Расчет показал сложную частотную зависимость ФПС и некорректность интерпретации температурной зависимости теплоемкости в рамках комбинации Дебаевской и Эйнштейновской моделей. Расчет с единственным подгоночным параметром в виде калибровки частотной шкалы, выполненной с использованием экспериментальных данных по ядерному неупругому рассеянию, мессбауэровской спектроскопии и инфракрасному поглощению, позволил аккуратно вычислить решеточный вклад в теплоемкость. Магнитный вклад в теплоемкость, выделенный вычитанием решеточной из экспериментальных данных, позволил оценить изменение спиновой энтропии иона железа для каждого из исследованных соединений и сделать предположение о его спиновом состоянии в квази-одномерных тройных халькогенидах железа.*

Ключевые слова: *квази-одномерные соединения, тройные халькогениды железа, антиферромагнетизм, решеточная теплоемкость, магнитная теплоемкость, спиновое состояние иона железа*

NEW APPROACH TO THE LATTICE VIBRATION PROPERTIES AND MAGNETIC HEAT CAPACITY OF ANTIFERROMAGNETIC CHAIN TERNARY CHALCOGENIDES: EXAMPLES OF $RbFeSe_2$, $RbFeS_2$, and $KFeS_2$

Kiiamov A.G.
PhD, Assistant Professor,
Institute of Physics, Kazan Federal University (Kazan)

Seidov Z.
Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences (Baku)

Tsurkan V., Croitori D.
EP V, EKM, Institute of Physics, University of Augsburg (Augsburg)
Institute of Applied Physics, MD-20208 (Chisinau)

Krug von Nidda H.-A., Günther A., Mayer F.
EP V, EKM, Institute of Physics, University of Augsburg (Augsburg)

Wille H.-C., Sergueev I., Leupold O.
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, D-22607 (Hamburg)

Tayrskii D.A.
DSc, Director of Institute of Physics, Professor,
Institute of Physics, Kazan Federal University (Kazan)

Tagirov L.R.
DSc, Leading Researcher, Professor,
Lab of non-linear optics, Zavoisky Physical-Technical Institute,
FRC Kazan Scientific Center of RAS (Kazan)

Annotation. *A new approach to the interpretation of the results of measurements of the heat capacity of quasi-one-dimensional ternary iron chalcogenides is proposed. It is based on the calculation from first principles of the phonon spectra and the phonon density of states (PDOS) for each element contained in the unit cell of the compound. The calculation showed a complicated frequency dependence of the PDOS and incorrect interpretation of the temperature dependence of the heat capacity within the framework of a combination of the Debye and Einstein models. A calculation with a single adjustable parameter in the form of a frequency scale calibration, performed using experimental data on nuclear inelastic scattering, Mössbauer spectroscopy, and infrared absorption, made it possible to accurately calculate the lattice contribution to the specific heat. The magnetic contribution to the heat capacity, extracted by subtracting the lattice one from the experimental data, made it possible to estimate the change in the spin entropy of iron for each of the studied compounds and to make an assumption about the spin state of the iron ion in quasi-one-dimensional ternary iron chalcogenides.*

Keywords: *quasi-one-dimensional compounds, ternary iron chalcogenides, antiferromagnetism, lattice heat capacity, magnetic heat capacity, spin state of iron ion*

Тройные халькогениды железа $AFeX_2$ (A = K, Rb, Cs, Tl; X = S, Se) являются квазиодномерными антиферромагнетиками [1]. Цепочки тетраэдров $[FeX_4]$ с общими ребрами образуют квазиодномерную спин-систему. Измерения теплоемкости показывают небольшую λ-аномалию в $C(T)$ и рассматриваются как сочетание вкладов дебаевского и эйнштейновского типов в компонент колебаний решетки $C(T)$. Магнитный вклад в теплоемкость, полученный вычитанием решеточного вклада, приводит к нереалистично низкому значению изменения магнитной энтропии ΔS_m при температуре Нееля T_N, что

указывает на значительное уменьшение спина и существование AFM-флуктуаций даже вдали от T_N (см. [2-5]). Мы разработали процедуры для расчета плотности фононных состояний (ФПС) для конкретных элементов с использованием теории функционала плотности (DFT) [4] для халькогенидов $AFeX_2$, которая показывает сложную, сильно не-дебаевскую и не-эйнштейновскую дисперсию фононов в этих квази-одномерных соединениях.

Чтобы корректно выделить магнитный вклад в $C(T)$ и оценить изменение магнитной энтропии ΔS_m при переходе порядок-беспорядок в квазиодномерной спиновой системе, мы реализовали следующий сценарий:

- фононный спектр и элементные ФПС рассчитываются для каждого типа атомов элементарной ячейки (и полный ФПС, разумеется) с использованием современных алгоритмов и программного обеспечения *ab initio* DFT; в расчетах отсутствуют свободные параметры, кроме калибровки шкалы частот;
- рассчитанная ФПС для железа используется для подгонки результатов экспериментов по неупругому рентгеновскому рассеянию на ядре ^{57}Fe, которые дают на выходе ФПС железа; подгонка приводит к определению коэффициента калибровки частотной шкалы (ККЧШ);
- рассчитанная ФПС для железа используется для подгонки результатов экспериментальной температурной зависимости фактора Лэмба-Мессбауэра ^{57}Fe; вместе с результатами обработки данных по неупругому рассеянию подгонка приводит к определению ККЧШ;
- если доступно, вычисленная полная ФПС используется для согласования с данными измерений поглощения инфракрасного излучения; результаты используются для корректировки ККЧШ;
- с найденным таким образом ККЧШ вычисляется решеточный вклад в теплоемкость $C(T)$, он вычитается из экспериментальных данных и далее интегрированием по температуре оценивается ΔS_m.

Подход применен к экспериментальным данным по соединению $RbFeSe_2$ [4,5], из расчета ожидается, что промежуточное спиновое состояние S=3/2, скорее всего, реализуется для ионов Fe^{3+} в $RbFeSe_2$. В настоящее время, этот подход также апробирован на экспериментальных данных соединений $RbFeS_2$ и $KFeS_2$.

Работа поддержана совместным проектом РФФИ-ДФГ № 19-52-12068 (РФФИ) и № КР 2254 / 3-1 (ДФГ).

Список использованных источников:

[1] Harrison M.R.,Francesconi M.G. , Mixed-metal one-dimensional sulfides—A class of materials with differences and similarities to oxides, Coord. Chem. Rev. – 2011. – V.255. – P.451–458.

[2] Seidov Z. *et al.,* Magnetic properties of the covalent chain antiferromagnet $RbFeSe_2$, Phys. Rev. B**. –** 2016. – V.94. – Art.134414.

[3] Seidov Z. *et al.,* Magnetic properties of chain antiferromagnets $RbFeSe_2$, $TlFeSe_2$, and $TlFeS_2$, Bull. Rus. Acad. Sci.: Phys. – 2017. – V.81– P.885–887.

[4] Kiiamov A.G.*et al*., Vibrational properties and magnetic specific heat of the covalent chain antiferromagnet $RbFeSe_2$, Phys. Rev. B. – 2018. – V.98. – Art.214411.

[5] Kiiamov A. *et al.*, Application of nuclear inelastic scattering spectroscopy to the frequency scale calibration of ab initio calculated phonon density of states of quasi-one-dimensional ternary iron chalcogenide $RbFeSe_2$, Appl. Sci. (MDPI). – 2020. – V.10. – Art. 7212.

УДК 546.23; 54.03

ВЛИЯНИЕ ЗАМЕЩЕНИЯ В АНИОННОЙ ПОДРЕШЕТКЕ НА МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЕ И ГИСТЕРЕЗИСНЫЕ СВОЙСТВА ИНТЕРКАЛИРОВАННЫХ СОЕДИНЕНИЙ $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$

Топорова Н.М.

аспирант, м.н.с., Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет

Шерокалова Е.М.

к.ф.-м.н., ведущий инженер, с.н.с., доцент, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет

Селезнева Н.В.

к.ф.-м.н., доцент, заведующий лабораторией, ведущий научный сотрудник, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет

Баранов Н.В.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева, Уральского отделения РАН (ИФМ УрО РАН)

Аннотация. *Работа посвящена изучению влияния замещения в анионной подрешетке на структуру и магнитные свойства интеркалированных соединений $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$. Показано, что замещение серы атомами селена приводит снижению температуры магнитного упорядочения и изменению магнитного состояния от высококоэрцитивного ферромагнитного при y < 1.0 к состоянию типа кластерного стекла при y =2, что связывается с увеличением межатомных расстояний.*

Ключевые слова: *дихалькогениды, поликристаллы, переходные металлы, кристаллическая структура, магнетизм, магнитный порядок*

EFFECT OF SUBSTITUTION IN THE ANIONIC SUBLATTICE ON THE MAGNETIC STATE AND HYSTERESIS PROPERTIES OF INTERCALATED COMPOUNDS $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$

Toporova N.M.

graduate student, junior researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Sherokalova E.M.

Ph.D., leading engineer, senior researcher, associate professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Selezneva N.V.

Ph.D., associate professor, head of the laboratory, leading researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Baranov N.V.

Doctor of Science, professor, principal researcher, Institute of Metal Physics of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *This work aims to study the effect of the Se for S substitution on the crystal structure and magnetic properties of layered $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ compounds intercalated with Fe atoms. It has been shown that the replacement of sulfur by selenium atoms leads to a decrease in the temperature of magnetic ordering and a change in the magnetic state from a high-coercive ferromagnetic state at y <1.0 to a cluster-glass magnetic state at y = 2, which is ascribed to an increase in interatomic distances.*

Keywords: *dichalcogenides, polycrystals, transition metals, crystal structure, magnetism, magnetic order*

Дихалькогениды переходных металлов TX_2 (Т - переходный металл, X - S, Se, Te) уже длительное время являются предметом пристального исследования благодаря квазидвумерному характеру кристаллической структуры, интересным физическим свойствам и возможностям практического применения [1]. В соединениях TX_2 реализуются переходы в состояние с волной зарядовой плотности и сверхпроводимость, а в результате интеркалации в их структуру М атомов, обладающих магнитным моментов, в системах M_xTX_2 наблюдаются различные магнитные состояния от спиновых и кластерных стекол до ферро- и антиферромагнетиков [2]. В некоторых железосодержащих дисульфидах тантала Fe_xTaS_2 и титана Fe_x-TiS_2 при низких температурах наблюдались значения коэрцитивной силы в несколько десятков килоэрстед.

Как было показано ранее [3], соединения Fe_xTaS_2 при содержании железа $0.2 < x < 0.4$ обладают ферромагнитным с температурами Кюри до 160 К и необычно высокой магнитокристаллической анизотропией. Для монокристалла соединения $Fe_{0.25}TaS_2$ из измерений кривых намагничивания в плоскости слоев и вдоль оси *c* перпендикулярной плоскости слоев, которая является осью легкого намагничивания, получено гигантское значение поля анизотропии H_a около 500 кЭ, что сравнимо со значениями H_a в редкоземельных интерметаллидах. В монокристаллах Fe_xTaS_2 при температуре 2 К наблюдались значения коэрцитивной силы от 37 до 70 кЭ. Также, в соединениях Fe_xTaS_2 при x = 0.25 – 0.28 выявлен ряд интересных свойств при перемагничивании: скачкообразное изменение намагниченности, анизотропное магнитосопротивление и аномальный эффект Холла [4]. Большой магнитный гистерезис при низких температурах наблюдался также в интеркалированных соединениях $Fe_{0.25}TiS_2$ и $Fe_{0.5}TiS_2$, которые являются антиферромагнетиками, однако в них под действием внешнего магнитного может быть индуцировано метастабильное ферромагнитное (Ф) состояние с высокой коэрцитивной силой (H_c ~ 40–50 кЭ) [5]. Характерной особенностью этих железосодержащих соединений является наличие у атомов Fe незамороженного орбитального момента.

Целью настоящей работы является синтез серии соединений $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ и исследование изменений их кристаллической структуры и магнитных свойств при замещении серы селеном.

Синтез поликристаллических образцов $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ осуществлялся методом твердофазного ампульного синтеза по одностадийной технологии при температуре T = 700 °C. Для проведения рентгенофазового анализа и уточнения кристаллической структуры использовался порошковый рентгеновский дифрактометр Bruker D8 Advance и программа FULLPROF. Магнитные измерения были выполнены на SQUID-магнетометре типа MPMS-5XL фирмы QUANTUM DESIGN в центре коллективного пользования. Исследования проводились при температурах от 2 К до 350 К и в диапазоне магнитных полей до 70 кЭ.

Как показала рентгенографическая аттестация, полученные образцы $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ являются однофазными, изоструктурными и кристаллизуются в гексагональной сингонии. Установлено, что увеличение содержания селена в $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ приводит к ожидаемому

расширению кристаллической решетки.

Установлено, что критическая температура магнитного упорядочения в соединениях $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ при увеличении содержания атомов селена уменьшается от ~ 120 K при $y = 0$ до ~ 25 K при y = 2. Обнаружено, что поликристаллические образцы $Fe_{0.25}TaS_{2-y}Se_y$ с малым содержанием селена (y <0.5) обладают при низких температурах коэрцитивной силой до 60 kЭ, которая убывает при нагревании по экспоненциальному закону. Увеличение содержания селена приводит к изменению магнитного состояния от высококоэрцитивного ферромагнитного с y <1, к поведению, характерному для кластерных стекол при содержании Se выше y = 1. Такие изменения в магнитном состоянии этих соединений, по-видимому, связаны с уменьшением магнитокристаллической анизотропии и ослаблением обменных взаимодействий из-за роста межатомных расстояний при замещении S на Se.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект № FEUZ-2020-0054).

Список использованных источников:

1. Wilson J.A., Yoffe A.D. The transition metal dichalcogenides discussion and interpretation of the observed optical, electrical and structural properties / Adv. Phys. – V. 18. – 1969. – P. 193-335.
2. Baranov N.V., Selezneva N.V., Kazantsev V.A. Magnetism and superconductivity of transition metal chalcogenides / Phys. Met. Metallogr. – V.119. – 2018. – P. 56-59.
3. Morosan E., et al. Sharp switching of the magnetization in $Fe_{1/4}TaS_2$ / Phys. Rev. B. – V. 75. – 2007. – P. 104401.
4. Checkelsky J.G., et al. Anomalous Hall effect and magnetoresistance in the layered ferromagnet $Fe_{1/4}TaS_2$: The inelastic regime / Phys. Rev. B. – V. 77. – 2008. – P. 014433.
5. Selezneva N.V., et al. Remnant magnetoresistance and virgin magnetic state in $Fe_{0.25}TiS_2$ / J. Magn. Magn. Mater. – V. 519. – 2021. – P. 167480.

УДК 621.315.592.3

Влияние катионного замещения на магнитные свойства и электрическую поляризацию в системе $Bi_2(Sn_{0.9}Me_{0.1})_2O_7$, Me = Cr^{3+}, Fe^{3+}

Удод Л.В.

к. ф. – м. н., н.с., Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН,

доцент, Сибирский университет науки и технологий; СибГУ им. М.Ф. Решетнева; Сибирский государственный университет.

Романова О.Б.

к. ф. – м. н., н.с., Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Анотация. *Исследовано влияние гетерогенного замещения ионами Cr^{3+} и Fe^{3+} на магнитные свойства и электрическую поляризацию пиростанната висмута. Установлена зависимость магнитных свойств от степени заполнения электронных оболочек ионов хрома и железа. Найден гистерезис поляризации в $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$.*

Ключевые слова: *кристаллическая структура; магнитная восприимчивость; поляризация; структурные переходы*

Effect of cationic substitution on magnetic properties and electric polarization in the $Bi_2(Sn_{0.9}Me_{0.1})_2O_7$, Me = Cr^{3+}, Fe^{3+} system

Udod L.V.

PhD, researcher Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS
Associate Professor of Department Physics at Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Romanova O.B.

PhD, researcher Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS

Annotation. *The effect of heterogeneous substitution by Cr^{3+} and Fe^{3+} ions on the magnetic properties and electric polarization of bismuth pyrostannate is investigated. The dependence of the magnetic properties on the degree of filling of the electron shells of chromium and iron ions has been established. The hysteresis of polarization was found in $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$.*

Keywords: *crystal structure; magnetic susceptibility; polarization; structural transitions*

Сочетание магнитных и электрических свойств, характерное для мультиферроиков, показывают соединения на основе структурного типа пирохлора A2B2O7. Этим материалам присущи как спонтанная намагниченность, магнитострикция, спонтанная поляризация и пьезоэлектрический эффект, так и магнитоэлектрический эффект (индуцированная магнитным полем электрическая поляризация и индуцированная электрическим полем намагниченность), а также эффект магнитоэлектрического контроля (переключение спонтанной поляризации магнитным полем и спонтанной намагниченности электрическим полем). Катионное окружение в кристаллической структуре пирохлоров делает невозможным антиферромагнитное взаимодействие между катионами одноосных направлений [1]. По-видимому, по этой причине многие пирохлоры характеризуются отсутствие дальнего магнитного порядка. Как правило, сложные оксиды

со структурой пирохлора демонстрируют спин-стекольное состояние. Однако, такие соединения могут быть и ферромагнитными, например $Ln_2V_2O_7$ (Ln=Lu, Yb, Tm) [2]. Марганец содержащие пирохлоры обнаруживают сложную зависимость магнитных характеристик от природы А-катиона. Так, если в А-позиции находятся Sc, Y, Lu, то соединения характеризуются спин-стекольным поведением и проявляют полупроводниковые свойства [3], а $Tl_2Mn_2O_7$ и $In_2Mn_2O_7$-ферромагнетики [4]. Пиростаннат висмута $Bi_2(Sn_{1-x}Mn_x)_2O_7$, x= 0.05 и 0.1, проявляет антиферромагнитные свойства. С увеличением концентрации Mn^{4+} наблюдается увеличение антиферромагнитного обмена [5-6].

При гетеровалентном замещении ионами Cr^{3+} и Fe^{3+} будут наблюдаться искажения кислородных октаэдров, что приведет к возникновению спонтанной поляризации и магнитного порядка. Различная степень заполнения электронных оболочек ионов ($Cr^{3+}1s^22s^22p^63s^23p^64s^03d^3$ и $Fe^{3+}1s^22s^22p^63s^23p^64s^23d^3$) отразится на магнитных и электрических свойствах.

В связи с этим, целью данной работы является, установление влияния гетерогенного замещения ионами Cr^{3+} и Fe^{3+} на возникновение магнитного порядка и поляризации в пиростаннате висмута $Bi_2Sn_2O_7$.

Синтез пиростанната висмута, замещенного 3d элементами $Bi_2(Sn_{0.9}Me_{0.1})_2O_7$, Me=Cr и Fe выполнен методом многоступенчатого твердофазного синтеза. Рентгеноструктурные данные говорят, что синтезированные образцы соответствуют моноклинной ячейке *Pc* в α-фазе $Bi_2Sn_2O_7$ при комнатной температуре. [7-12]. Кристаллическая структура $Bi_2Sn_2O_7$ содержит 32 иона Bi^{3+}, 32 иона Sn^{4+} и 112 ионов O^{2-} в независимой части ячейки. Все ионы Bi^{3+} имеют в ближайшем окружении восемь ионов O^{2-} и формируют искаженные кубы, а Sn^{4+} окружены шестью ионами O^{2-} и формируют октаэдры, которые соединяются между собой вершинами. Замещая ионы Sn^{4+}, ионы Cr^{3+} и Fe^{3+} создают дефекты в кислородном октаэдре SnO_6.

Магнитные свойства $Bi_2(Sn_{0.9}Me_{0.1})_2O_7$, Me= Cr и Fe изучены на высокотемпературной установке методом Фарадея в интервале температур до 1100 K, магнитных полей до 0.86 T. Полевые зависимости электрической поляризации исследованы квазистатическим методом на частотах 10, 3 и 1 mHz в интервале температур 80 - 550 K. Проведены два цикла измерений на образцах, на которые нанесены контакты из серебра, между контактами и образцом находится лак для предотвращения токов утечки.

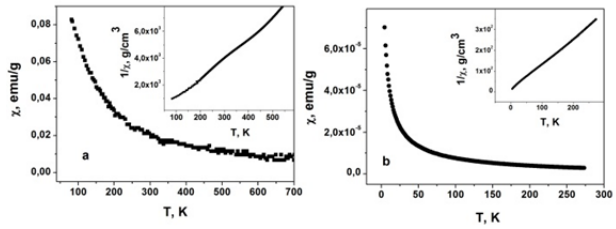


Рис. 1 Температурная зависимость магнитной восприимчивости $Bi_2(Sn_{0.9}Me_{0.1})_2O_7$, a) Me=Cr, b) Me=Fe. На вставках приведены температурные зависимости обратной восприимчивости.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости для $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$ представлена на рис 1a. Величина обратной магнитной восприимчивости меняет наклон (вставка рис. 1a) при переходе из α→β фазу при T=370 K. Парамагнитная температура Кюри возрастает в 3 раза; так для α-фазы θ_α = 50 K в интервале 150 < T < 300 K, а β-фазы θ_β = 150 K при T > 400 K. Температурная зависимость 1/χ характеризуется гистерезисом в районе температур 400-900 K, соответствующим границам существования β-фазы.

Магнитная восприимчивость в магнитном поле 600 Oe для $Bi_2(Sn_{0.9}Fe_{0.1})_2O_7$ проявляет парамагнитный характер и представлена на рис. 1b. На вставке рис.1b показана температурная зависимость обратной магнитной восприимчивости, которая во всей

температурной области удовлетворительно описывается законом Кюри-Вейсса. Величина парамагнитной температуры имеет отрицательное значение Θ=-10 К. Эффективный магнитный момент Fe^{3+} μ_{eff} = 5.76μ_B. В пиростаннате висмута ионы Fe^{3+} находятся в высокоспиновом состоянии [13]. В соответствии с уравнением $\mu_S = g\sqrt{S(S+1)\mu_B}$), где S- спин Fe^{3+} = 5/2, g-фактор =2, рассчитан g- фактор для $Bi_2(Sn_{0.9}Fe_{0.1})_2O_7$, g=1.95.

Экспериментальные данные показывают различное влияние замещающих ионов на магнитное обменное взаимодействие $Bi_2Sn_2O_7$. $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$ проявляет ферромагнитные свойства, а $Bi_2(Sn_{0.9}Fe_{0.1})_2O_7$- антиферромагнитные. Такое различие связано с различной степенью заполнения электронных оболочек, у Cr^{3+} $4s^0$, а Fe^{3+} $4s^2$.

Электрическая поляризация $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$ линейно растет во внешнем электрическом поле, наблюдается гистерезис малой величины в α фазе. Полевые зависимости поляризации для температур выше 400 К представлены на Рис. 2b. Диэлектрическая восприимчивость $\chi=P/\varepsilon_0E$, определенная в электрическом поле 800 V/cm, увеличивается при нагревании в α фазе и обнаруживает максимум в области температуры перехода в состояние дипольного стекла (Рис. 2a).

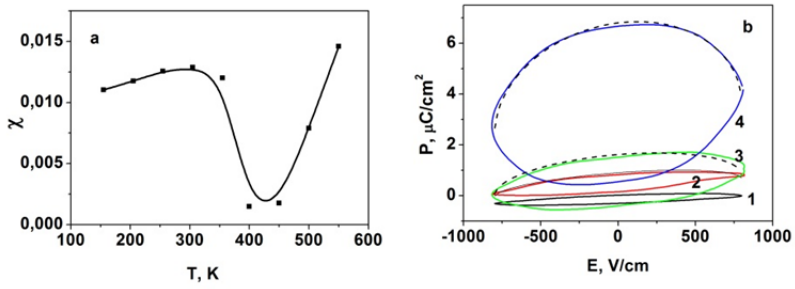


Рис. 2. a- температурная зависимость диэлектрической восприимчивости $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$. b- полевая зависимость поляризации $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$. Кривая 1 соответствует T=400 K с серебряными контактами, 2-T=400 K, 3-T=450 K, 4- 500 K, 2,3,4-лаковые контакты.

Соединение $Bi_2(Sn_{0.9}Fe_{0.1})_2O_7$, проявляет параэлектрические свойства, поляризация линейна до T=300 K. С увеличением концентрации ионов железа, x=0,2, пиростаннат висмута показывает симметричные петли гистерезиса во внешнем электрическом поле. Выше комнатной температуры электрическая поляризация возрастает в результате появления дополнительного вклада в виде миграционной электронной поляризации.

Делокализация дырок в α - фазе в окрестности замещающих ионов приводит к диффузии и накоплению заряда в ловушках на междукристаллических доменных границах. Под действием внешнего электрического поля носители тока диффундируют к поверхности домена и локализуются в ловушках. В результате межкристаллические границы становятся заряженными, что приводит к гистерезису поляризации и росту ширины петли гистерезиса. Образование заряженных границ и частичное экранирование приводит к неравномерному распределению потенциала по объему образца. В результате перестройки кристаллической структуры меняется плотность дефектов, например, понижается концентрация кислородных вакансий [13] и индуцируется объемный заряд в образце.

В β -фазе выше T=400 K преобладает электронно-релаксационная поляризация. Этот вид поляризации характерен для твердых диэлектриков, содержащих дефекты или примесные ионы, способные захватывать электроны с образованием ловушек. Во внешнем электрическом поле будут происходить переходы ловушек в направлении поля и возникает электрическая поляризация. Наиболее вероятный механизм электронной поляризации связан с возникновением анионных вакансий при гетерогенном замещении ионов олова. Кислородные вакансии являются эквивалентными положительными зарядами, вблизи которых для их компенсации в соответствии с принципом

электронейтральности локализуются квазисвободные электроны, обусловливающие тепловую электронную поляризацию.

Установлено, что ионы Cr^{3+} и Fe^{3+} оказывают различное влияние на магнитные свойства: в $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$ проявляются ферромагнитные обменные взаимодействия, а $Bi_2(Sn_{0.9}Fe_{0.1})_2O_7$ – антиферромагнитные. В β-фазе $Bi_2(Sn_{0.9}Cr_{0.1})_2O_7$ установлен гистерезис поляризации, смещенный по оси поляризации. Ширина гистерезиса растет при нагревании. Для $Bi_2(Sn_{0.8}Fe_{0.2})_2O_7$ найден нелинейный вид электрической поляризации от поля с отсутствием гистерезиса в β- фазе, что объясняется взаимодействием дипольной и миграционной поляризаций.

Исследование выполнено при финансовой поддержке программы № 3.5743.2021/6.7

Список использованных источников:

1. Bramwell S.T., Harris M.J. Frustration in Ising-type spin models on the pyrochlore lattice/ J. Phys.: Cond. Matter – 1998. - № 10. - L215.
2. Subramanian M.A., Torardi C.C., Johnson D.C., Pannetier J., Sleightn W. Ferromagnetic $R_2Mn_2O_7$ pyrochlores (R = Dy ‧ Lu, Y) / J. Sol. St. Chem. – 1988. - № 72. – P. 24.
3. Greedan J.E., Raju N.P., Maignan A., Simon Ch., Pedersen J.S., Niraimathi A.M., Gmelin E., Subramanian M.A. Frustrated pyrochlore oxides, $Y_2Mn_2O_7$, $Ho_2Mn_2O_7$, and $Yb_2Mn_2O_7$: Bulk magnetism and magnetic microstructure/ Phys. Rev. B – 1996. - № 54. – P. 7189.
4. Subramanian M.A., Toby B.H., Ramirez A.P., Marshall W.J., Sleight A.W., Kwei G.H. / Science – 1996. - № 273. - P. 5271.
5. Aplesnin S. S., Udod L. V., Sitnikov M. N., Molokeev M. S., Tarasova L. S., Yanushkevich K. I. Magnetic, Dielectric, and Transport Properties of Bismuth Pyrostannate $Bi_2(Sn_{0.9}Mn_{0.1})_2O_7$ / Phys. Solid St. – 2017. - № 59, P. 2268.
6. Udod L,V., Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Eremin E.V., Molokeev M.S. Effect of Mn Doping on Magnetic and Dielectric Properties of $Bi_2Sn_2O_7$ / Sol. St. Phen. – 2015. - №233-234. – P. 105-108.
7. Аплеснин С.С., Удод Л.В., Ситников М.Н., Еремин Е.В., Молокеев М.С., Тарасова Л.С., Янушкевич К.И., Галяс А.И. Корреляция магнитных и транспортных свойств с полиморфными переходами в пиростаннате висмута $Bi_2(Sn_{1-x}Cr_x)_2O_7$ / ФТТ.- 2015. № 57. - С. 1590-1595.
8. Aplesnin S.S., Udod L.V., Sitnikov M.N., Shestakov N.P. $Bi_2(Sn_{0.95}Cr_{0.05})_2O_7$: Structure, IR spectra, and dielectric properties / Ceram. Int. – 2016. - № 42. – P.5177–5183.
9. Aplesnin S.S., Udod L.V., Sitnikov M.N. Electronic transition, ferroelectric and thermoelectric properties of bismuth pyrostannate $Bi_2(Sn_{0.85}Cr_{0.15})_2O_7$ / Ceram. Int. – 2018. № 44. - P. 1614–1620.
10. Aplesnin S. S., Udod L.V., Sitnikov M.N., Kretinin V. V., Molokeev M. S., Mironova-Ulmane N. Dipole glass in chromium-substituted bismuth pyrostannate / Mater. Res. Express – 2018. - № 5. – P. 115202.
11. Aplesnin S.S., Udod L.V., Loginov Y.Y., Kretinin V.V., Masyugin A.N. Influence of cation substitution on dielectric and electric properties of bismuth stannates $Bi_2Sn_{1.9}Me_{0.1}O_7$ (Me=Cr, Mn) / IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering – 2019. - № 467.- P. 012014(5)
12. Udod L.V., Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Romanova O.B., Molokeev M.N. Phase transitions in bismuth pyrostannate upon substitution of tin by iron ions / J. All. Comp. – 2019 - № 804. – P. - 281-287.
13. Udod L., Aplesnin S., Sitnikov M., Romanova O., Bayukov O., Vorotinov A., Velikanov D., Patrin G. Magnetodielectric effect and spin state of iron ions in iron-substituted bismuth pyrostannate / EPJP. – 2020. - № 135. – 776.

...железный наконечник посоха и гвозди в его башмаках прилипли к странному черному камню…

Легенда о пастухе по имени Магнус

ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ

УДК 537.622.4

ВЛИЯНИЕ АДГЕЗИИ МЕЖДУ СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКОЙ И МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЧАСТЬЮ МИКРОПРОВОДА НА ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПРИ РАСТЯЖЕНИИ

Аксенов О.И.

м.н.с., Институт физики твердого тела РАН

Фукс А.А.

м.н.с., Институт физики твердого тела РАН,

Аронин А.С.

д.ф.-м.н., профессор,
зав. лабораторией структурных исследований, Институт физики твердого тела РАН

Аннотация. *Исследована взаимосвязь между изменением напряженного состояния микропроводов в стеклянной оболочке и их магнитными свойствами. Разработан новый метод измерения адгезии между стеклянной оболочкой и металлической частью тонких микропроводов. Для аморфных микропроводов на основе железа, полученных методом Улитовского-Тейлора, установлено, что величина адгезии составляет 270 МПа. Установлено, что адгезия приводит к замедлению роста коэрцитивной силы проводов в оболочке при их растяжении.*

Ключевые слова: *микропровод, адгезия, перемагничивание, коэрцитивная сила, растяжение, напряжения, аморфные материалы*

INFLUENCE OF ADHESION BETWEEN THE GLASS SHELL AND THE METALLIC PART OF MICROWIRE ON THE PROCESSES OF REMAGNETIZATION UNDER TENSION

Aksenov O.I.

Junior researcher, Institute of Solid State Physics RAS

Fuks A.A.

Junior researcher, Institute of Solid State Physics RAS

Aronin A.S.

Dr. Sc., professor,
Head of the laboratory of structural research, Institute of Solid State Physics RAS

Annotation. *The correlation between the change in the stress state of glass-coated and their magnetic properties has been investigated. A new method for measuring adhesion between the glass shell and the metallic part of thin microwires has been developed. For Fe-based amorphous microwires, obtained by the Ulitovsky-Taylor method, it was found that the adhesion value is 270 MPa. It was found that adhesion leads to a slowdown in the growth of the coercivity of the glass-coated under tension.*

Keywords: *microwire, adhesion, remagnetization, coercivity, tension, stress, amorphous materials*

Аморфные ферромагнитные микропровода в стеклянной оболочке – это уникальный материал, характеризующийся широким спектром магнитных свойств. Для микропроводов характерны малые потери на перемагничивание, эффект гигантского магнитного импеданса и естественный ферромагнитный резонанс [1-4]. За счет доминирования магнитоупругой анизотропии, свойства таких материалов строго коррелируют с их напряженным состоянием. Это определяет особый интерес к изучению эволюции магнитных свойств и магнитной доменной структуры микропроводов в зависимости от изменения их напряженного состояния [5-7].

Ранее в работе [8] было показано, что при растяжении микропроводов в стеклянной оболочке величина коэрцитивной силы оказывается меньше, чем при растяжении микропроводов без оболочки. При этом исходный уровень внутренних напряжений в микропроводах без оболочки меньше, чем в проводах в оболочке. В работе [7] было показано, что такое различие в эволюции зависимости $H_c(\sigma)$ проводов в оболочке и без оболочки не может быть объяснено с позиции изменения среднего уровня напряжений при растяжении микропроводов. Было выдвинуто предположение, что такой вид зависимости $H_c(\sigma)$ для проводов в оболочке может быть вызван адгезией между стеклянной оболочкой и металлической частью микропровода.

Задача определения адгезии между стеклянной оболочкой и металлической частью микропровода представляет существенную сложность в силу малых размеров аморфного провода и покрывающей его стеклянной оболочки (единицы мкм). По этой причине, невозможно проведение измерения величины адгезии стандартными методиками.

Целью данной работы является разработка метода измерения адгезии между стеклянной оболочкой и металлической частью аморфного микропровода и оценка ее величины.

В рамках данной работы были исследованы аморфные микропровода на основе железа в стеклянной оболочке и разными диаметрами металлического провода (от 7 до 17 мкм) и толщин стеклянной оболочки (от 2 до 6 мкм). Взаимное соотношение толщины стеклянной оболочки и диаметра металлической части провода контролировалось с помощью оценки соотношения d/D (отношение диаметра металлической части к внешнему диаметру, включающему в себя стеклянную оболочку). Чем ниже данный параметр, тем больше стеклянной оболочки приходится на микропровод. Все исследованные микропровода были получены методом Улитовского-Тейлора. Магнитострикция всех изученных микропроводов положительна ($\lambda_s > 30x10^{-6}$). Структура и фазовый состав исходных и отожженных образцов исследовалась методом рентгеновской дифрактометрии на дифрактометре SIEMENS D-500 с использованием Co Kα-излучения.

В данной работе были проведены эксперименты по измерению напряжения отрыва стеклянной оболочки от аморфного металлического микропровода в соответствии со схемой, приведенной на рис. 1.

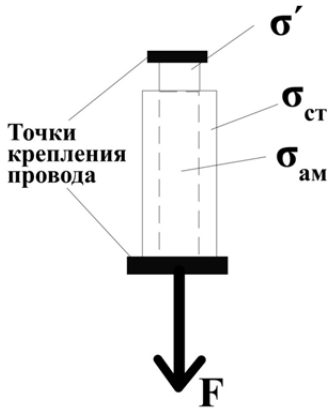


Рис. 1. Схема измерения напряжения отрыва стеклянной оболочкой от аморфного металлического микропровода

В соответствии со схемой, приведенной на рис. 1, оказывается, что разница деформаций аморфного микропровода в части, с которой стеклянная оболочка удалена, и в части провода, покрытой стеклянной оболочкой, приводит к возникновению напряжения, стремящегося оторвать стеклянную оболочку от аморфного провода. Путем последовательного увеличения силы F можно добиться разрыва провода. Тогда величина напряжения, обеспеченного разницей деформаций аморфного провода в стекле и без стекла, при разрыве провода соответствует величине напряжения отрыва стекла от аморфного микропровода. Величину данного напряжения σ_{toff} можно рассчитать из соотношения:

$$\sigma_{toff} = FS_g/\left[S_a(S_g + E_aS_a/E_g)\right] \quad (1),$$

где F – приложенная сила, S_a и S_g – площадь поперечного сечения металлической и стеклянной частей микропровода, E_a и E_g – модули Юнга металлической и стеклянной частей микропровода.

В соответствии со схемой, приведенной на рис. 1, в рамках данной работы был проведен эксперимент по измерению напряжения отрыва для микропроводов с различным соотношением d/D. На рис. 2 представлены результаты измерения напряжения отрыва в зависимости от соотношения d/D.

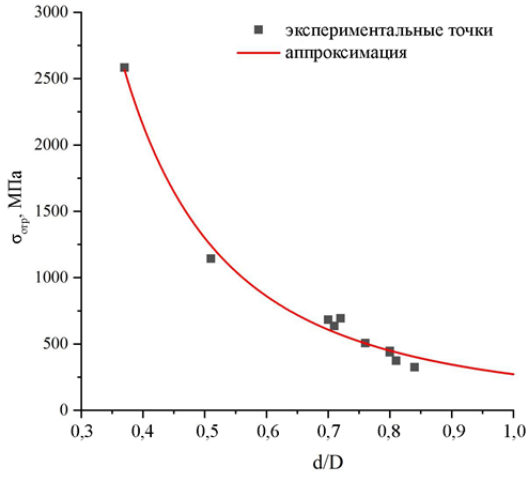


Рис. 2. Зависимость напряжения отрыва стеклянной оболочки от металлической части микропровода в зависимости от соотношения d/D

Если аппроксимировать данную зависимость до соотношения близкого к d/D = 1, то можно предположить, что вклады, связанные с силой трения при таком соотношении нивелируются, так как стеклянная оболочка практически отсутствует. Значение напряжения отрыва по аппроксимационной кривой при d/D = 1 составляет 270 МПа. Данное значение соответствует величине адгезии между стеклянной оболочкой и металлической частью микропровода.

Из литературы [9] известно, что величина адгезии между железной и стеклянной поверхностями в воздухе составляет не менее 200 МПа и в ряде случаев может достигать единиц ГПа. Поэтому полученное значение адгезии хорошо соответствует известным экспериментальным данным.

С учетом того, что средние напряжения в микропроводе находятся на уровне сотен МПа [7], величина адгезионного напряжения 270 МПа оказывается достаточной, чтобы, с одной стороны, обеспечить жесткую связь между аморфным микропроводом и стеклянной оболочкой, а с другой стороны, оказать влияние на изменение тензора напряжений при растяжении микропровода. Это в свою очередь приводит к тому, что при растяжении микропроводов в стеклянной оболочке, несмотря на исходно больший уровень внутренних механических напряжений, адгезия препятствует росту среднего уровня напряжений в микропроводе. Это приводит к замедлению роста коэрцитивной силы при растяжении таких объектов (рис. 3).

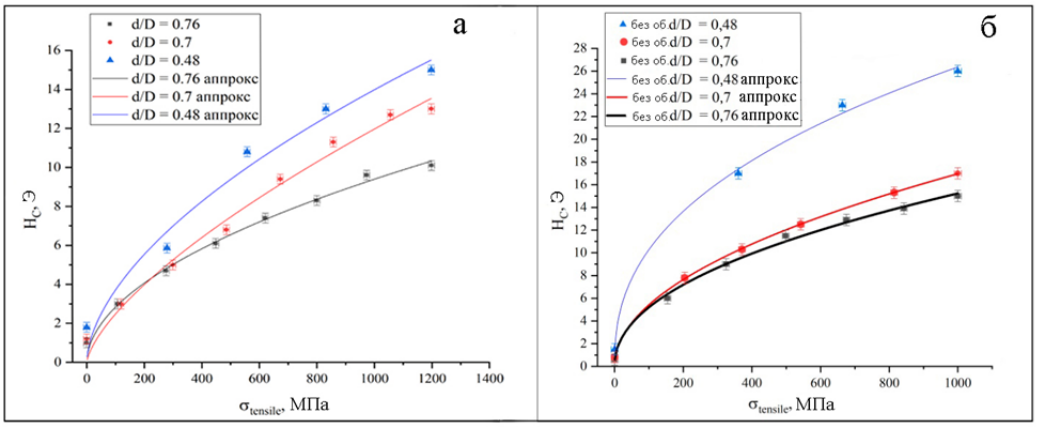


Рис. 3. Зависимости коэрцитивной силы от приложенных растягивающих напряжений для микропроводов состава $Fe_{73,8}Cu_1Nb_{3,1}B_{9,1}Si_{13}$: а) в оболочке; б) без оболочки

В результате проделанной работы был разработан новый метод измерения адгезии между стеклянной оболочкой и металлической частью тонких микропроводов. Установлено, что величина адгезии составляет 270 МПа. Адгезия сопоставима с уровнем средних механических напряжений в микропроводах и вызывает замедление роста коэрцитивной силы при растяжении микропроводов в стеклянной оболочке в сравнении с микропроводами без оболочки. Данный результат является принципиальным при проектировании магнитоупругих датчиков напряжений на основе аморфных микропроводов.

Список использованных источников:

1. Corte-Leon P., Zhukova V., Blanco J.M., Ipatov M., Taskaev S., Churyukanova M., Gonzalez J., Zhukov A. Engineering of magnetic properties and magnetoimpedance effect in Fe-rich microwires by reversible and irreversible stress-annealing anisotropy // J. Alloy. Compd. – 2021. – Vol. 855. – P. 157460.

2. Kozejova D., Fecova L., Klein P., Sabol R., Hudak R., Sulla I., Mudronova D., Galik J., Varga R. Biomedical applications of glass-coated microwires // J. Magn. Magn Mater. – 2019. – Vol. 470. – P. 2-5.

3. Zhukov A., Talaat A., Ipatov M., Blanco J.M., Zhukova V. Tailoring of magnetic properties and GMI effect of Co-rich amorphous microwires by heat treatment // J. Alloy. Compd. – 2014. – Vol. 615. – P. 610-615.

4. Vazquez M., Chiriac H., Zhukov A., Panina L., Uchiyama T. On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies // Phys. Status Solidi A . – 2011. – Vol. 208. – P. 493-501.

5. Orlova N.N., Gornakov V.S., and Aronin A.S. Role of internal stresses in the formation of magnetic structure and magnetic properties of iron-based glass coated microwires // J. Appl. Phys. – 2017. – Vol. 121. – P. 205108.

6. Corte-Leon P., Zhukova V., Ipatov M., Blanco J.M., Gonzalez J., Churyukanova M., Baraibar J.M., Taskaev S., Zhukov A. Stress dependence of the magnetic properties of glass-coated amorphous microwires // J. Alloy. Compd. – 2019. – Vol. 789. – P. 201-208.

7. Aksenov O.I., Fuks A.A., Aronin A.S. The effect of stress distribution in the bulk of a microwire on the magnetization processes // J. Alloy. Compd. – 2020. – Vol. 836. – P. 155472.

8. Aksenov O.I., Orlova N., Churyukanova M.N., Aronin A.S. Stress state effect on the magnetic properties of amorphous microwires // J. Magn. Magn. Mat. – 2020. – Vol. 495. – P. 165878.

9. Zimon A.D, Adhesion of Dust and Powder. – Springer, 2012. – 456 p.

10. Zhukov A., Shuvaeva E., Kaloshkin S., Churyukanova M., Kostitsyna E., Zhdanova M., Talaat A., Ipatov M., and Zhukova V. Studies of interfacial layer and its effect on magnetic properties of glass-coated microwires // Journal of Electronic Materials. – 2016. – Vol. 45. – P. 2381.

УДК 519.87

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО РЕЛАКСАЦИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ Re-Tb

Пашуева И.М.

к.т.н., доцент, Воронежский государственный технический университет

Бондарев А.В.

к.ф-м.н., ведущий инженер, Национальный исследовательский университет МИЭТ

Батаронов И.Л.

д.ф-м.н., профессор, зав. кафедрой высшей математики и физико-математического моделирования, Воронежский государственный технический университет

Аннотация. *Методом Монте-Карло проведено моделирование релаксации намагниченности в моделях аморфных сплавов системы Re-Tb, а также чистого аморфного тербия, после выключения внешнего магнитного поля. Установлено, что релаксация намагниченности проходит в два этапа. На первом этапе наблюдается резкий спад намагниченности, а на втором этапе – медленное убывание намагниченности по логарифмическому закону.*

Ключевые слова: *аморфные сплавы, тербий, спиновое стекло, метод Монте-Карло, релаксация намагниченности*

MONTE CARLO SIMULATION OF MAGNETIZATION RELAXATION IN Re-Tb AMORPHOUS ALLOYS

Pashueva I.M.

PhD, docent, Voronezh State Technical University

Bondarev A.V.

PhD, lead engineer, National Research University of Electronic Technology (MIET)

Bataronov I.L.

Dr.Sc., professor, head of Department of higher mathematics and physical and mathematical modeling,Voronezh State Technical University

Annotation. *Using the Monte Carlo method, we simulated the magnetization relaxation in the models of the Re-Tb amorphous alloys and of pure amorphous Tb after switching off the external magnetic field. We established that the magnetization relaxation goes in two stages. On the first stage the sharp drop of the magnetization is observed, and on the second stage the slow decreasing of the magnetization by the logarithmic law is observed.*

Keywords: *amorphous alloys, terbium, spin glass, Monte Carlo method, magnetization relaxation*

Аморфные сплавы (АС) рения с тяжелыми редкоземельными металлами (Tb, Gd, Dy, Ho, Er) при концентрациях магнитных атомов, превышающих порог протекания, обладают свойствами спинового стекла [1]. Исследование релаксационных процессов в спиновых стеклах представляет значительный интерес для понимания природы спинового стекла [2].

Модели атомной структуры АС Re_xTb_{100-x} (x = 20, 29, 49, 59 и 91 ат. %), а также чистого аморфного тербия, содержащие по 100 000 атомов в кубической ячейке с периодическими граничными условиями построены методом молекулярной динамики. Межатомное взаимодействие описывалось полиномиальным потенциалом [3].

Методом Монте-Карло в рамках модели Гейзенберга исследовались магнитные свойства построенных моделей. Для описания взаимодействия между магнитными моментами атомов тербия использован модельный гамильтониан [4]:

$$H = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J_{ij}\left(\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j\right) - D\sum_i \left(\vec{n}_i \cdot \vec{S}_i\right)^2 - \mu h \sum_i S_i^z, \quad (1)$$

где J_{ij} – интеграл обменного взаимодействия между спинами с номерами i и j; D – константа случайной анизотропии; $\vec{S}_i$ – гейзенберговский спин, находящийся в i-м узле аморфной структуры; $\vec{n}_i$ – единичный вектор, определяющий направление оси локальной анизотропии; $\mu = 9,72\,\mu_B$ – эффективный магнитный момент атома Tb; h – напряженность внешнего магнитного поля.

Зависимость интеграла обменного взаимодействия от межатомного расстояния r задана в виде убывающей линейной функции.

Зависимость константы анизотропии от концентрации атомов тербия для АС Re-Tb была выбрана в виде:

$$D/J_0 = 6,6 \cdot x/100, \quad (2)$$

где x – концентрация атомов Tb, ат. %. В модели чистого аморфного Tb константа анизотропии изменялась в широких пределах ($D/J_0 = 0 - 20$).

Для чистого аморфного Tb расчет релаксации намагниченности проводился при постоянной температуре $T = 1$ К. Сначала включалось внешнее магнитное поле напряженностью 1000 кЭ, направленное вдоль оси Oz, после чего система выдерживалась в поле в течение 9–20 циклов по 10^3 МК-шагов/спин до выхода намагниченности на постоянное значение (от 0,999 при $D/J_0 = 0$ до 0,93 при $D/J_0 = 20$). Затем поле выключалось и исследовалась зависимость проекции намагниченности на ось Oz, нормированной на намагниченность насыщения, от времени $M(t)$.

При всех исследованных значениях отношения $D/J_0 > 0$ релаксация намагниченности проходит в два этапа. На первом этапе, протекающем непосредственно после выключения магнитного поля, намагниченность резко (за 1–2 цикла, состоящих из 10^3 МК-шагов/спин) уменьшается на некоторую величину ΔM_Z. При увеличении D/J_0 величина скачка намагниченности монотонно увеличивается (рис. 1) и, возможно, выходит на постоянное значение ~0,4 при $D/J_0 \to \infty$. На этом этапе происходит разориентация магнитных моментов атомов Tb от состояния, в котором спины ориентированы по направлению внешнего поля, к состоянию, в котором ориентация спинов определяется главным образом направлением осей локальной анизотропии.

На втором этапе релаксации наблюдается очень медленный спад намагниченности с течением времени без признаков выхода на какое-либо равновесное значение. На этом этапе

происходят повороты магнитных моментов атомов Tb на небольшие углы, что обусловлено конкуренцией обменного взаимодействия и случайной анизотропии.

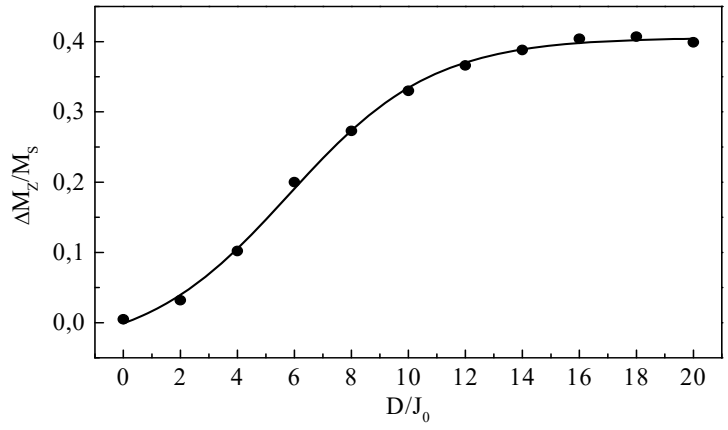


Рис. 1. Скачок намагниченности после выключения внешнего магнитного поля для модели аморфного Tb при $T = 1$ *K*

На рис. 2 приведены зависимости проекции намагниченности на ось *Oz* от времени для модели аморфного Tb при различных значениях отношения D/J_0. Из рис. 3 видно, что при $D/J_0 = 0$ намагниченность с течением времени остается практически постоянной. При всех остальных значениях D/J_0 зависимости $M(t)$ являются монотонно убывающими.

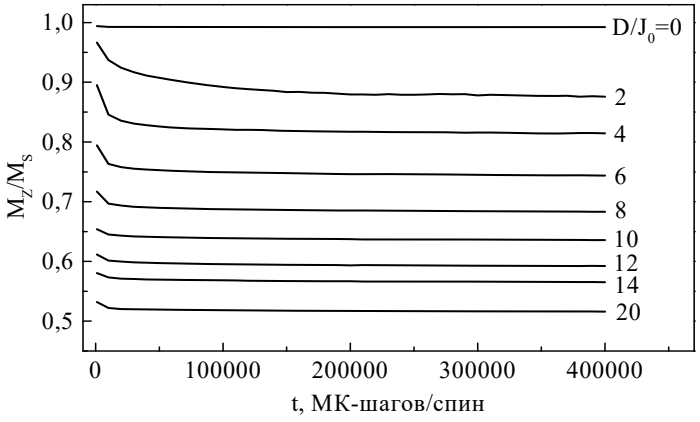


Рис. 2. Зависимость намагниченности от времени после выключения внешнего магнитного поля для модели аморфного Tb при $T = 1$ *K*

При всех значениях D/J_0 зависимость $M(t)$ хорошо аппроксимируется логарифмической функцией:

$$M(t) = a - b \cdot \ln t\,, \tag{3}$$

где *a* и *b* – подгоночные параметры.

Экспериментально подтверждено, что такая логарифмическая релаксация намагниченности имеет место в реальных спиновых стеклах [2, 5, 6]. Эта особенность свидетельствует о том,

что в спиновых стеклах имеется широкий спектр времен релаксации, который простирается до макроскопических времен. Минимумы энергии, соответствующие различным наборам ориентаций спинов, отделены друг от друга макроскопически высокими барьерами, и поэтому релаксация происходит за макроскопически большие времена.

Аналогичным образом была исследована релаксация намагниченности в моделях АС $Re_{100-x}Tb_x$ (x = 20, 29, 49, 59, 91 ат. %).

На рис. 3 приведена зависимость намагниченности от времени после выключения внешнего магнитного поля для моделей АС Re-Tb при $T = 1$ К. Для сплавов всех исследованных составов релаксация намагниченности также имеет логарифмический характер.

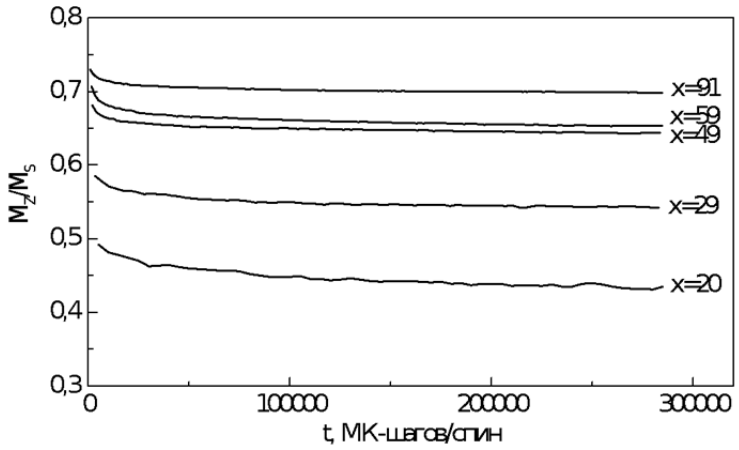


Рис. 3. Зависимость намагниченности от времени после выключения внешнего магнитного поля для моделей АС Re-Tb при $T = 1$ *К*

Таким образом, установлено, что в моделях аморфного Tb и АС системы Re-Tb в спин-стекольной фазе релаксация намагниченности имеет двухстадийный характер. На первом этапе происходит резкий спад намагниченности на некоторую величину ΔM_Z, а на втором этапе – медленное уменьшение намагниченности по логарифмическому закону. Объяснение механизма двухстадийной релаксации дается на основе модели случайной анизотропии в АС Re-Tb.

Список использованных источников:

1. Ю.В. Бармин, С.Ю. Балалаев, А.В. Бондарев, И.Л. Батаронов, В.В. Ожерельев Магнитные фазовые переходы в аморфных сплавах рения с тяжелыми редкоземельными металлами Re-RE (RE = Gd, Tb, Dy, Ho, Er) // Известия РАН. Серия физическая. – 2006. – Т. 70. – № 8. – С. 1145-1147.
2. Доценко В.С. Физика спин-стекольного состояния // Успехи физических наук. – 1993. – Т. 163. – № 6. – С. 1-37.
3. Батаронов И.Л., Бондарев А.В., Бармин Ю.В. Компьютерное моделирование атомной структуры аморфных металлических сплавов // Известия РАН. Серия физическая. – 2000. – Т. 64. – № 9. – С. 1666-1670.
4. Harris R., Plischke M., Zuckermann M.J. New Model for Amorphous Magnetism // Physical Review Letters. – 1973. – Vol. 31. – № 3. – P. 160-162.
5. И.В. Золотухин, Ю.В. Бармин. Стабильность и процессы релаксации в металлических стеклах. – М.: Металлургия, 1991. – 158 с.
6. Takayama H. Aging Phenomena in Spin Glasses: Theory, Experiment and Simulation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2004. – Vol. 272-276. – P. 256-260.

УДК: 537.624; 537.632

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА, СОЗДАЮЩАЯ ВЫСОКООДНОРОДНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ МЕЖДУ ПОЛЮСАМИ ДВУХПОЛЮСНОГО МАГНИТА

Герус С.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Локк Э.Г.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник,
зав. лаборатории исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Анненков А.Ю.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Аннотация. *Разработана магнитная система для создания высокооднородного магнитного поля в протяжённой пространственной области между полюсами двухполюсного магнита. На основе расчётов 3-D распределения постоянного магнитного поля и последующих измерений показано, что использование в магните кольцевых наконечников с определёнными параметрами позволяет значительно увеличить область пространства с высокой однородностью магнитного поля.*

Ключевые слова: *магнитная система, высокооднородное магнитное поле, двухполюсный магнит, кольцевой наконечник*

MAGNETIC SYSTEM CREATING A HIGHLY UNIFORM MAGNETIC FIELD BETWEEN THE POLES OF BIPOLAR MAGNET

Gerus S.V.

Dr.Sc., Leading Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annenkov A.Yu.

Ph. D., Senior Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annotation. *A magnetic system has been developed to create a highly uniform magnetic field in an extended spatial region between the poles of a bipolar magnet. Based on calculations of the 3-D distribution of a constant magnetic field and subsequent measurements, it is shown that the use of ring tips with certain parameters in a magnet can significantly increase the spatial region with a high uniformity of the magnetic field.*

Keywords: *magnetic system, highly uniform magnetic field, bipolar magnet, ring tip*

Как известно, постоянное однородное магнитное поле используется при решении многих прикладных и экспериментальных задач, в частности, при измерениях характеристик спиновых волн (СВ), распространяющихся в намагниченных ферритовых плёнках и структурах (см., например, [1, 2]). Поскольку при этих измерениях вблизи исследуемой пленки должны размещаться измерительные датчики, подвижные зонды и т.п., то пленку помещают посередине между полюсами стационарного двухполюсного магнита либо электромагнита, где магнитное поле можно считать однородным в небольшой области пространства. Однако часто, например, при исследовании дифракционных картин или сверхнаправленного распространения СВ в плоскости ферритовой пленки [2] требуется измерять параметры СВ (амплитуду, фазу и волновое число) на достаточно большой области пленки, соответствующей размерам промышленных монокристаллических эпитаксиальных плёнок железоиттриевого граната (ЖИГ) диаметром 75 мм. Очевидно, что для осуществления этих измерений необходимо создать однородное магнитное поле в области пространства таких же размеров.

Достаточно однородное магнитное поле можно создать с помощью электрических катушек, хотя наличие в них омических потерь приводит к нестабильности созданного поля из-за их нагрева. Постоянные двухполюсные магниты создают стабильное магнитное поле, которое однородно лишь в пределах небольшого объёма, причём использование наконечников в виде усечённого конуса не позволяет существенно увеличить этот объём. Кроме того, известно [3], что две соосные катушки Гельмгольца, расположенные на расстоянии среднего радиуса друг от друга, создают внутри себя довольно большую область однородного магнитного поля. Таким образом, можно полагать, что если к коническим наконечникам стационарного двухполюсного магнита добавить ещё наконечники в виде колец, то последние увеличат однородность поля между полюсами. В данной работе на примере двухполюсного магнита рассчитаны размеры и конфигурация таких колец для обеспечения однородности магнитного поля $\mathbf{H_0}$ между полюсами магнита порядка 0.1% от величины H_0 на площади ~ 80×80 мм^2.

На рис. 1 изображена использованная в расчётах модель магнита, которая соответствует реальному магниту, используемому в установке по исследованию характеристик СВ. Наконечники в виде колец, параметры которых предстоит рассчитать, также представлены на рис. 1. При проведении расчётов предполагалось, что основание магнита *1*, имеющее прямоугольную форму, конические наконечники *3* и кольцевые наконечники *4* выполнены из магнитомягкого железа (при изменении намагничивающего поля от 0 до 350 кА/м магнитная проницаемость меняется от 1200 до 5, индукция насыщения равна ~ 2 Тл), а стационарные составляющие магнита *2* – из магнитожёсткого материала, причём считалось, что последние условно разбиты на слои с различными параметрами, варьирование которых позволит аппроксимировать параметры реального магнита, такие как величина и направление намагниченности (намагниченность насыщения лежала в диапазоне от 300 до 450 кА/м). Расчёты проводились численным методом на основе сеточного разбиения исследуемых областей, представленных на рис. 1. В процессе расчётов необходимо было установить распределение стационарного магнитного поля внутри и вне магнита и исследовать, как параметры *кольцевых наконечников* (их толщина, наружный и внутренний диаметры, а также изменение формы колец на коническую) влияют на однородность магнитного поля между полюсами. Использовалась декартовая система координат, центр которой располагался посередине между

полюсами магнита вдоль оси симметрии наконечников *3* и *4* (рис. 1). Ниже для характеристики однородности магнитного поля будем использовать термин «протяжённость однородной области поля» ΔS, под которым будем понимать размеры пространственной области, внутри которой максимальное изменение величины поля H_0 не превышает 1% от среднего значения H_0 в этой области.

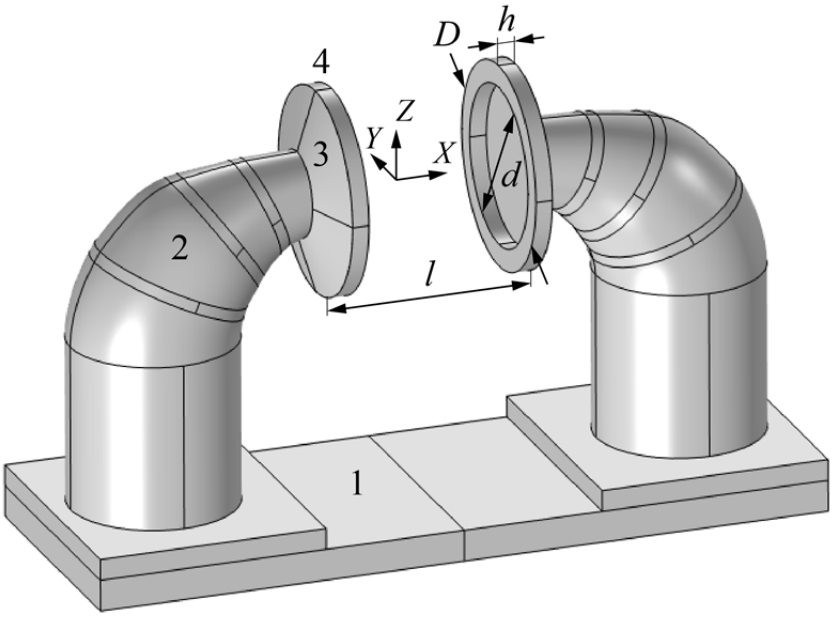
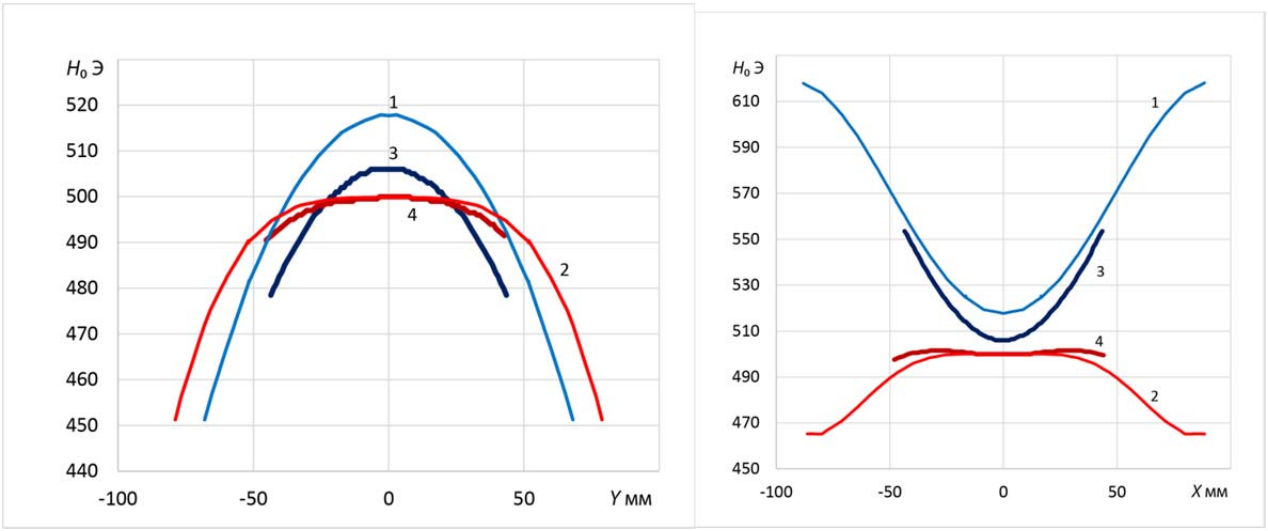


Рис. 1. Модель магнитной системы, создающей стационарное высокооднородное магнитное поле: 1 – основание, 2 –составляющие магнита из магнитожёсткого материала, 3 – конические наконечники, 4 – кольцевые наконечники. 1, 3 и 4 выполнены из магнитомягкого железа. Габаритные размеры магнитной системы равны 644 × 390 × 230 мм. D = 180 мм, d = 140 мм, h = 15,5 мм, l = 177 мм

Выполненные расчёты показали, что оптимальной является прямоугольная в сечении форма кольца *4*, у которого внешний диаметр D равен большему диаметру наконечников *3*. Было установлено, что максимально протяжённую область с однородным магнитным полем между полюсами можно получить за счёт вариации внутреннего диаметра колец d и их толщины h. В частности, было найдено, что с увеличением толщины кольца h размер однородной области поля $\mathbf{H_0}$ растёт в направлениях осей Y и Z и уменьшается в направлении оси X. Обнаружилось также, что протяжённость однородной области поля ΔS зависит от внутреннего диаметра кольца d следующим образом: с увеличением величины d (разность $D - d$ при этом уменьшается, так как величина D фиксирована), величина ΔS вдоль осей Y и Z сначала увеличивается, проходит через максимум, а затем уменьшается, в то время как в направлении оси X эта протяжённость изменяется противоположным образом. На основе расчётов удалось подобрать оптимальные параметры колец D = 180 мм, d = 140 мм и h = 15,5 мм, при которых величина ΔS между полюсами магнита была примерно одинаковой вдоль всех трёх осей X, Y, и Z, а величина поля H_0 внутри наиболее однородной области поля $\mathbf{H_0}$ между полюсами магнита составляла бы 500 Э.

На рис. 2 приведены результаты расчётов и экспериментальных измерений распределения магнитного поля вдоль осей X и Y для оптимальных значений d и h. На рис.2а показано, как меняются рассчитанные зависимости поля $H_0(Y, X=0, Z=0)$ при наличии и при отсутствии кольцевых наконечников *4*. Как видно, в обоих случаях вблизи точки Y=0 поле имеет максимальное значение, спадая с увеличением абсолютных значений Y. При отсутствии кольцевых наконечников *4* зависимость $H_0(Y)$ напоминает параболу, причём протяжённость однородной области поля ΔS вблизи точки Y=0 очень мала, порядка нескольких миллиметров

(кривая 1). Наличие колец значительно повышает протяжённость этой области, центр которой по-прежнему локализован вблизи точки Y=0 (кривая 2). Отметим, что зависимости $H_0(Z$, X=0, Y=0) практически идентичны приведённым на рис. 2 зависимостям $H_0(Y)$, отличаясь лишь небольшой асимметрией ~ 1 Э, обусловленной геометрией магнита.



а) б)

Рис. 2. Расчётные (1 и 2) и измеренные (3 и 4) зависимости величины магнитного поля H_0 от координаты Y при X=0, Z=0 (а) и от координаты X при Y =0, Z=0 (б) при отсутствии (кривые 1 и 3) и при наличии (кривые 2 и 4) кольцевых наконечников с оптимальными параметрами.

На рис. 2б представлено изменение поля H_0 вдоль оси X (при Y=0, Z=0). Как видно, в отсутствие кольцевых наконечников *4* максимальные значения величины H_0 достигаются на внешней поверхности конических наконечников *3*, а вблизи точки X = 0 поле принимает минимальное значение (кривая 1). Наличие кольцевых наконечников радикально меняет эту зависимость так, что у поверхности конических наконечников *3* поле H_0 оказывается меньше, чем между полюсами магнита при X = 0, где формируется достаточно протяжённая однородная область поля с незначительным изменением величины H_0 на расстоянии порядка 90 мм (кривая 2), причём форму представленных кривых можно менять путём варьирования толщины колец h.

На рис. 2 приведены также результаты измерений, которые проведены на реальном магните, служившем прототипом при выполнении расчётов (жирные кривые 3 и 4). Небольшая разница в экспериментальных и расчётных зависимостях на рис. 2 связана с отсутствием точных данных о составляющих магнит материалах, а также о распределении его намагниченности.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356).

Список использованных источников:

1. Анненков А.Ю., Герус С.В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника – 2012 – Т. 57 – № 5 – с. 572-577.

2. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirectional beam of surface spin wave // EPL (EuroPhysics Letters) – 2018 – V. 123 – №4 - P.44003-p1 – 44003-p7.

3. ru.wikipedia.org › wiki › Кольца_Гельмгольца

УДК 537.622.4

ИССЛЕДОВАНИЕ ΔE-ЭФФЕКТА АМОРФНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СПЛАВОВ Fe67Co10Cr3Si5B15, ПРОШЕДШИХ ТЕРМОМАГНИТНУЮ И ХИМИЧЕСКУЮ ОБРАБОТКИ

Голыгин Е.А.
к.ф.-м.н., доцент кафедры общей и экспериментальной физики, Физический факультет, Иркутский Государственный Университет

Гаврилюк А.А.
д.ф.-м.н., заведующий кафедрой общей и экспериментальной физики, Физический факультет, Иркутский Государственный Университет

Chen Y. S.
Postdoctoral Research Fellow
Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan

Lin J. G.
Research Fellow
Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan

Аннотация. *Работа посвящена исследованию полевых зависимостей ΔE-эффект аморфных металлических сплавов в виде лент Fe67Co10Cr3Si5B15, полученных методом быстрой закалки из расплава. Образцы проходили различные виды предварительных обработок: обработка электрическим током, термомагнитная обработка, травление кислотой. Представлены экспериментальные данные о зависимости полевых зависимостей ΔE-эффект от температуры и параметров предварительных обработок.*

Ключевые слова: *аморфные металлические сплавы на основе железа, ΔE-эффект, магнитоупругие свойства, термомагнитная обработка, химическое травление*

STUDY OF THE ΔE EFFECT OF AMORPHOUS METALLIC ALLOYS FE67CO10CR3SI5B15 AFTER THERMOMAGNETIC AND CHEMICAL TREATMENT

Golygin E.A.
Associate Professor of the Department of General and Experimental Physics, Faculty of Physics, Irkutsk State University

Gavrilyuk A.A.
Head of the Department of General and Experimental Physics, Faculty of Physics, Irkutsk State University

Chen Y. S.
Postdoctoral Research Fellow
Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan

Lin J. G.
Research Fellow
Center for Condensed Matter Sciences, National Taiwan University, Taipei 10617, Taiwan

Annotation. *The work is dedicated to the study of the field dependencies of the ΔE-effect of Fe-based amorphous metal ribbons (Fe67Co10Cr3Si5B15), obtained by rapid quenching from the melt. Different preliminary treatments were proceed: electric current treatment, thermomagnetic treatment (thermal in magnetic field), acid etching (HCl). Experimental results on the field dependence of the ΔE-effect on temperature and parameters of preliminary treatments are given.*

Keywords: *iron-based amorphous metal alloys, ΔE-effect, magnetoelastic properties, thermomagnetic treatment, chemical etching*

Аморфные металлические сплавы на основе железа находят сегодня широкое применение в современной промышленности, так обладают рядом уникальных магнитных и магнитоупругих свойств, а также высокими прочностными характеристиками при относительно невысокой стоимости изготовления. Аморфные металлические сплавы на основе железа обладают высокой константой магнитострикции, высокой магнитной проницаемостью, низкой коэрцитивной силой и значительной прочностью, в том числе коррозионной стойкостью в зависимости от состава [1].

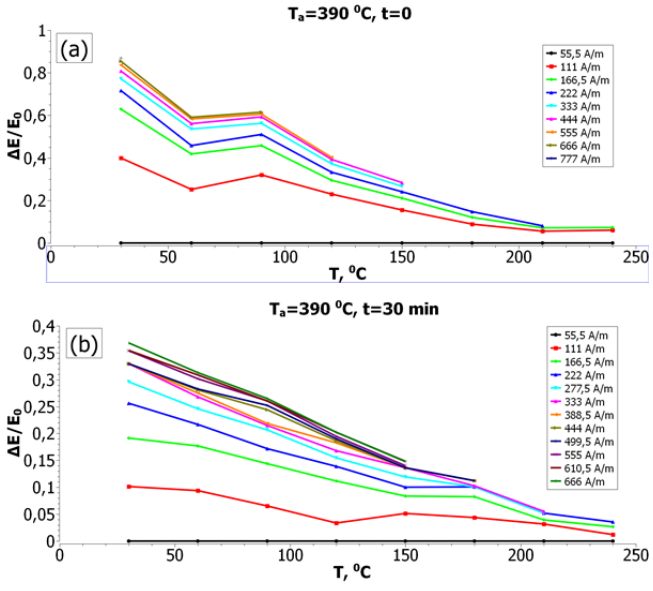
Сочетание этих высоких магнитных, прочностных характеристик с экономической доступностью позволяет использовать аморфные металлическим сплавам в качестве чувствительных элементов в различных датчиках магнитного поля и деформации. Датчики, используемые в промышленности должны отвечать высоким параметрам устойчивости к неблагоприятным воздействиям окружающей среды. Например, важной характеристикой является способность датчиков магнитного поля и деформации работать в условиях высокоррозионных сред (обычно кислотных или щелочных [2]).

Для более широкого применения аморфных металлических сплавов в промышленности также необходимо решить проблему температурной стабильности их магнитных и прочностных характеристик, которые значительно или полностью деградируют после кристаллизации образцов. В данной работе были проведены исследования влияния температуры, различных типов предварительных обработок на полевые зависимости ΔE-эффекта. Особое внимание было уделено варьированию параметров предварительной обработки кислотой (HCl, 0,19 N).

Травление кислотой изменяет свойства поверхности лент и может сделать их поверхность более однородной [3], однако необходимо учитывать, что контролировать неравновесный процесс травления сложно. Необходимо учитывать, что согласно ряду активности металлов, в процессе травление будет изменяться относительное содержание Co, Fe, Cr. Помимо этого изменение процентного содержания Cr в составе ленты оказывает влияние на магнитную анизотропию [4], которая наводится в процессе предварительной термомагнитной обработки. Добавление Cr в металлы [5] увеличивает коррозионную стойкость образцов, что также справедливо и для аморфных материалов, поэтому систематическое исследование зависимости магнитной анизотропии, магнитоупругости и магнитоимпеданса легированных хромом аморфных металлических сплавов интересно как с научной, так и с практической точек зрения.

Образцы лент Fe67Co10Cr3Si5B15 были получены методом быстрой закалки из расплава и вырезаны из исходной широкой полосы по оси прокатки в виде узких полос шириной ~ 1 мм. Структура образцов дополнительно исследовалась с помощью сканирующей электронной микроскопии (SEM; JEOL 6700), рентгеноструктурного анализа. Толщина образцов составляла около 30 мкм, длина - 5 см. Полевая зависимость ΔE-эффекта измерялась методом резонанса-антирезонанса, напряжённость магнитного поля изменялась в пределах от 55 до 777 А / м и при различных температурах (Т) от 30 до 330 ° С. Выбор данного состава обусловлен как высокой намагниченностью и коррозионной стойкостью благодаря наличию хрома, так и высокими магнитоупругими характеристики (M_S = 1,3 до 1,8 · 10^6 А / м, λ_S = 20 до 35 · 10^{-6}). Образцы проходили различные виды предварительных обработок, включая комплексную, когда сначала образцы подвергались кислотному травлению (HCl, молярная концентрация 0,19 N), а затем проходили термический отжиг в вакууме 10^{-3} при различной температуре отжига (370, 390 и 410 ° С) в течение 20 минут во внешнем магнитном поле величиной 0,4 Тл в направлении, перпендикулярном оси ленты. Целью данной обработки было снятие внутренних закалочных напряжений и наведение одноосной магнитной анизотропии. Также проводилась обработка электрическим током с различными плотностями тока: 3,2 * 10^7 А / $м^2$ и 4 * 10^7 А / $м^2$. Постоянный ток подавали после травления HCl в течение 2 минут в атмосфере.

На рис.1 представлены зависимости ΔE/Eo в зависимости от температуры измерений при разном времени травления (0, 30, 40, 60 мин), температура предварительной термомагнитной обработки Та (390 °С) . Зависимости в целом показывает некоторые колебания значений при изменении Т, однако они становятся меньше для t = 30 мин. Так характер изменения $\Delta E/E_o$ (Т) близок к линейному в диапазоне напряжённости магнитных полей от 166,5 А / м до 499,5 А / м. Можно сделать предположение, что травление кислотой несколько улучшает температурную стабильность ΔE-эффекта с критическим временем травления около 30 мин. Линейное изменение $\Delta E/E_o$ с увеличением Т может служить основой для масштабирования датчика температуры.



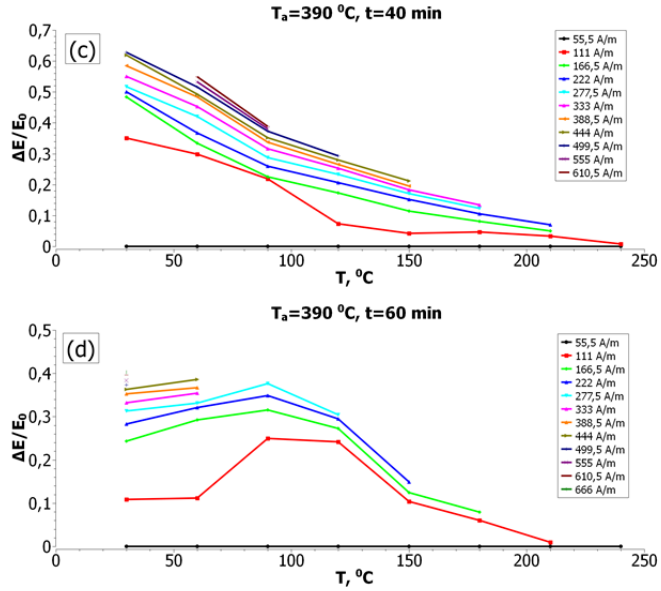


Рис. 1. Зависимость величины ΔE-эффекта ($\Delta E/E_{0}$) для лент Fe67Co10Cr3Si5B15 от температуры (T), температура предварительной термомагнитной обработки T_a=390 ^{0}C, время предварительной химической обработки (HCl, 0,19 N): (a) t = 0, (b) t = 30 мин, (c) t = 40 мин, (d) t = 60 мин.

В образцах Fe67Co10Cr3Si5B15 был обнаружен только положительный ΔE-эффект, что можно объяснить низком полем наведённой одноосной анизотропии во время проведения термомагнитной обработки за счёт добавление в состав лент хрома. Проведение термомагнитной обработки при 390 ^{0}C увеличивает величину ΔE-эффекта и однородность магнитных доменов. Обработка кислотой в течение 40 минут снизила абсолютную величину ΔE-эффекта, но несколько улучшила его термическую стабильность. Проведение обработки электрическим током достаточно быстро приводит к кристаллизации образца, а влияние на полевую зависимость ΔE-эффекта относительно сложно спрогнозировать ввиду неравномерности нагрева образца во время обработки. Можно сделать вывод о том что комбинацию разных типов предварительных обработок можно использовать для получения образцов с заданными магнитоупругими свойствами и высокой коррозионной и термической стабильностью.

Работа выполнена при финансовой поддержке НИЧ ИГУ 091-20-116, Ministry of Science and Technology of R. O. C. MOST106-2811-M-002-092, MOST 105-2112-M-002-010-MY3.

Список использованных источников:

1. C. Suryanarayana, A. Inoue, Iron-based bulk metallic glasses, Int. Mater. Rev. 58(3) (2013) 131–166.
2. W. Dandana, M.A. Yousfi, K. Hajlaoui, F. Gamaoun, A.R. Yavari, Thermal stability and hydrogen-induced softening in Zr57Al10Cu15.4Ni12.6 Nb5 metallic glass, Journal of Non-Crystalline Solids. 456 (2017) 138-142.
3. N.A. Skulkina et al., Effect of electrolytic oxidation and hydrogenation on the magnetization distribution and magnetic properties of ribbons of amorphous soft magnetic iron-based alloys, Physics of Metals and Metallography. 111 (2011) 480-458.
4. Y.S. Chen, E.A. Golygin, A.A. Gavrilyuk, J.G. Lin, J. Magnetism and Magnetic Materials. 461 (2018) 106-110.
5. C.A.C. Souza, D.V. Ribeiro, C.S. Kiminami, Corrosion resistance of Fe-Cr-based amorphous alloys: An overview, Journal of Non-Crystalline Solids 442 (2016) 56–66.

УДК 537.624

ПРОЦЕСС НАМАГНИЧИВАНИЯ ФЕРРОМАГНЕТИКОВ В ГЕОМАГНИТНОМ ПОЛЕ И ЕГО ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРИ ДИАГНОСТИКЕ ТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Дубов А.А.

д.т.н., генеральный директор, ООО «Энергодиагностика»

Аннотация. *В настоящее время в России и других странах все более широкое применение в технической диагностике изделий получает метод магнитной памяти, основанный на использовании явления намагничивания металла в геомагнитном поле. В докладе гипотетически представлен механизм взаимодействия геомагнитного поля с металлом изделий в процессе их намагничивания в магнитном поле Земли.*

Ключевые слова: *геомагнитное поле, магнитная память металла, прецессия, собственное магнитное поле рассеяния, термоостаточная намагниченность*

PROCESS OF FERROMAGNETS MAGNETIZATION IN THE GEOMAGNETIC FIELD AND ITS APPLICATION IN DIAGNOSTICS OF TECHNICAL DEVICES

Dubov A.A.

Dr.Sc., general director, Energodiagnostika Co. Ltd

Abstract. *Currently the magnetic memory method, based on application of the phenomenon of metal magnetization in a geomagnetic field, is becoming more and more widely used in technical diagnostics of products in Russia and other countries. The paper hypothetically presents the mechanism of a geomagnetic field interaction with products metal in the course of their magnetization in the magnetic field of the Earth.*

Key words: *geomagnetic field, metal magnetic memory, precession, self-magnetic stray field, thermoremanent magnetization*

В настоящее время в России и других странах все более широкое применение на практике получает принципиально новый метод диагностики изделий, основанный на использовании явления магнитной памяти металла (МПМ).

Уникальность метода МПМ заключается в измерении собственного магнитного поля рассеяния (СМПР), сформировавшегося естественным образом в процессе намагничивания изделий в геомагнитном поле при их изготовлении и эксплуатации.

Физические основы метода МПМ с позиций магнитоупругого, магнитомеханического эффектов и магнитопластики рассмотрены в работах [1, 2]. Однако механизм взаимодействия геомагнитного поля с металлом изделий в процессе их намагничивания требует дальнейшего изучения.

Известно, что после нагрева ферромагнетика выше точки Кюри ($T_К$) с последующим его охлаждением даже в слабом внешнем магнитном поле (например, в поле Земли), ферромагнетик приобретает такую намагниченность, которую можно достигнуть при нормальной температуре в магнитном поле большой напряженности. Остаточная намагниченность, сформировавшаяся при остывании ферромагнетика ниже $T_К$ в малом постоянном поле, получила название – термоостаточная.

Термоостаточную намагниченность (ТОН) металла, сформировавшуюся естественным образом в процессе производства изделий, впервые предложено использовать при контроле их качества [3]. В многочисленных экспериментальных работах установлено, что ТОН отображает структурную и технологическую наследственность изделий. В процессе эксплуатации изделий ТОН, попадая под действие рабочих нагрузок, перераспределяется и дает информацию о локальных зонах концентрации напряжений – источниках развития повреждений.

Особую роль в формировании ТОН новых изделий и в ее изменении под действием деформаций от рабочих нагрузок играет поле Земли. Геомагнитное поле, присутствующее везде, является обязательным условием формирования магнитомеханической информации, используемой при диагностике оборудования методом МПМ.

Ни при каких условиях с искусственным намагничиванием в работающих конструкциях такой источник информации, как собственное магнитное поле, получить невозможно. Только в малом внешнем поле, каким является магнитное поле Земли, в нагруженных конструкциях, когда энергия деформации на порядок превосходит энергию внешнего магнитного поля, такая информация формируется и может быть получена.

В работе [1] рассматривается механизм взаимодействия силового и магнитного полей, начиная с уровня атомов кристаллической решетки до уровня доменов и группы доменов. В этой работе отмечается, что силовое поле меняет плотность распределения атомов, следствием чего является изменение собственной намагниченности отдельных доменов ферромагнетика, а внешнее магнитное поле, поворачивая орбиты электронов, изменяет размеры отдельных доменов, изменяя тем самым суммарную индукцию внутреннего магнитного поля. Изменение индукции внутреннего магнитного поля вызывает соответственно изменение магнитострикции, влекущее за собой изменение локальной плотности атомов. Как видим, совершенно разные пути воздействия полей на ферромагнетик пересекаются в одной «точке» – оба поля «сталкиваются в борьбе за плотность атомов». Но плотность атомов однозначно определяет плотность внутренней энергии материала. Отсюда почти очевидный вывод: степень изменения плотности атомов «по указке» силового или магнитного полей будет определяться соотношением плотностей энергий внешних полей.

В многочисленных экспериментальных работах установлено, что магнитное поле Земли является источником формирования собственной намагниченности металла и проявления результатов его взаимодействия с магнитными моментами атомов кристаллической решетки.

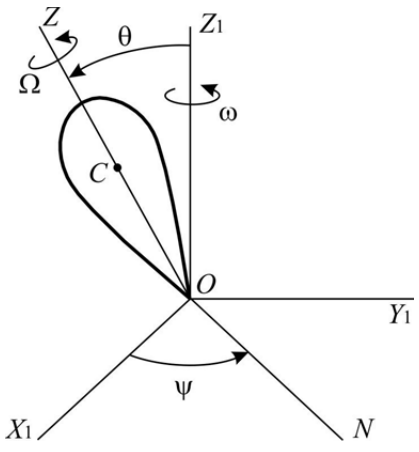


Рис. 1

Гипотетически этот механизм можно представить в виде прецессии магнитных моментов атомов деформированной кристаллической решетки в магнитном поле Земли.

В исходном состоянии атом, жестко связанный с телом в точке *O*, вращается вокруг оси *OZ* с частотой Ω и одновременно вращается вокруг оси OZ_1 с частотой ω (частотой прецессии), θ – угол нутации (рис. 1). Если во время движения θ=const (нутация отсутствует), и величины Ω, ω также остаются постоянными, то движение тела (атома) называется регулярной прецессией.

Ось *OZ* описывает при этом вокруг оси прецессии OZ_1 прямой круговой конус (рис.2).

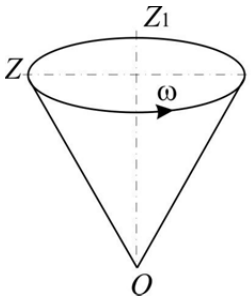


Рис. 2

В этом случае имеет место регулярная прецессия тела (атома) массой *m* и частотой ω и неизменное направление кинетического момента (момента количества движения). У атома есть магнитный момент количества движения *M*маг и механический *M*мех. Между ними имеется гиромагнитное соотношение – γ:

$$\gamma = \frac{M_{\text{маг}}}{M_{\text{мех}}} = \frac{e}{2mc},$$

$$\omega = \frac{eH}{2mc},$$

где *e* – заряд ядра атома, $\omega = \gamma H$ – частота прецессии.

Если тело (атом) совершает при этом нутационные колебания, амплитуда и периодичность которых тем меньше, а частота тем больше, чем больше угловая скорость собственного вращения Ω.

В условиях деформации кристаллической решетки частота прецессии атома зависит от внешней силы скольжения ($\alpha_{\text{ск}}$). Деформация скольжения изменяет угол нутации θ (или угол отклонения от оси вращения – прецессии). За счет нутации при вращении атома вокруг своей оси увеличивается длина орбиты прецессии (рис. 3):

$$L = 2\pi R \sin\theta .$$

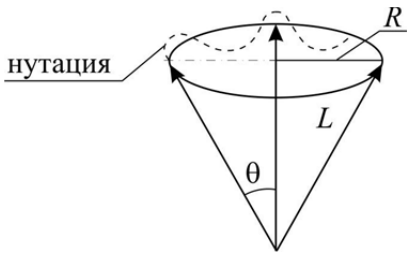


Рис. 3

Но при деформации момент количества движения атома $m.\Omega$ сохраняется (масса атома m=const), и, поэтому, изменяется частота собственного вращения атома $\wedge$, которая связана с длиной окружности L.

Соответственно, увеличивается частота собственного вращения атома:

$$\Omega = \frac{L}{T},$$

где T – период прецессии.

При этом частота прецессии ω уменьшается:

$$\omega = \frac{1}{I \times \Omega},$$

где I – осевой момент инерции (const) при вращении атома с частотой Ω.

От деформации изменяется и плотность атомов в кристаллической решетке. При сближении атомов и их столкновении начинают проявляться близкодействующие кулоновские силы отталкивания. Эти силы действуют на валентные электроны, орбиты которых деформируются и образуют мгновенные диполи. Возникает электромагнитное поле, магнитная составляющая поля заполняет объем кристалла, а электрическая – поверхность кристалла. Таким образом, возникает собственная намагниченность кристалла.

В работе [1] показано, что направление скольжения и направление вектора собственной намагниченности совпадают (их знаки могут быть противоположными). При этом магнитное поле Земли является источником проявления и усиления аномальной намагниченности кристалла (изделия) в результате его взаимодействия с магнитными моментами атомов.

В работе [2] при рассмотрении процесса «деформация – разрушение» на уровне структурного элемента показано, что с увеличением деформации угол скольжения для чистого железа (Fe) уменьшается с 51° (исходное состояние) до 30° (предельное состояние при разрушении). Можно предположить, что с уменьшением угла скольжения на уровне отдельного атома угол нутации $\lfloor$ (или угол прецессии) увеличивается, а частота прецессии $\rceil$ – уменьшается (рис. 2).

Главный вывод из представленных рассуждений о механизме магнитомеханического взаимодействия в процессе деформации металла в поле Земли заключается в том, что в практической диагностике нам представляется уникальная возможность использовать еще один параметр – изменение угла скольжения в процессе деформирования металла.

Список используемых источников:

1. Власов В.Т., Дубов А.А. Физические основы метода магнитной памяти металла. – М.: ЗАО «Тиссо», 2004. – 424 с.

2. Власов В.Т., Дубов А.А. Физическая теория процесса «деформация-разрушение». Ч. I. Физические критерии предельных состояний. – М.: ЗАО «Тиссо», 2007. – 517 с.

3. Дубов А.А., Дубов Ал.А. Способ контроля качества изделий / Патент РФ № 2585796, МПК G01L 1/12 (2006.01). – 2014.

УДК 537.622.4

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ МИКРОПРОВОДОВ НА ОСНОВЕ СО ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ

Евстигнеева С.А.

ассистент, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Неъматов М.Г.

к.т.н., науч. сотр. НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения» БФУ им. Канта

Юданов Н.А.

к.т.н., ассистент, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Родионова В.В.

к.ф.-м.н., руков. НОЦ «Умные материалы и биомедицинские приложения» БФУ им. Канта

Панина Л.В.

д.ф.-м. н., профессор, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Аннотация. *Работа посвящена исследованиям изменения магнитной структуры аморфных микропроводов в стеклянной оболочке на основе сплавов Со в результате отжига током и в печи. При отжиге ниже температуры кристаллизации в микропроводе происходит неоднократное изменение типа преобладающей магнитной анизотропии, что связано со структурными изменениями. Около температуры кристаллизации происходит резкое изменение знака магнитострикции и формирование циркулярной магнитной анизотропии, приводящие к усилению эффекта магнитоимпеданса.*

Ключевые слова: *ферромагнитные микропровода, магнитная анизотропия, магнитострикция*

CHANGE IN THE MAGNETIC STRUCTURE OF MICROWIRES BASED ON COBALT NEAR THE CRYSTALLIZATION TEMPERATURE

Evstigneeva S.A**.**

assistant, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Nematov M.G.

PhD, research assistant, Laboratory of novel magnate materials IKBFU

Yudanov N.A.

PhD, assistant, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Rodionova V.V.

PhD, head of Laboratory of novel magnate materials IKBFU

Panina L.V.

Dr.Sc., professor, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Annotation. *The work is dedicated to the study of changes in the magnetic structure of amorphous microwires based on Co alloys in a glass shell as a result of annealing by current and in a furnace. Upon annealing below the crystallization temperature, the type of dominant magnetic anisotropy changes repeatedly in the microwire which is associated with structural changes. Near the crystallization temperature, a sharp change of the sign of magnetostriction occurs resulting in the formation of circumferential anisotropy useful for magnetoimpedance effect.*

Keywords: *ferromagnetic microwires, magnetic anisotropy, magnetostriction*

Введение

Термическая обработка аморфных материалов вызывает структурную релаксацию и существенно влияет на их магнитные свойства [1]. Отжиг в присутствии магнитного поля при температурах ниже температуры Кюри Tc приводит к формированию анизотропии вдоль направления магнитного поля [2,3]. Наведенная анизотропия имеет большое практическое значение, поскольку её присутствие изменяет микромагнитную структуру и связанные с ней магнитные свойства в соответствии с техническими требованиями.

Аморфные материалы из сплава CoFe имеют близкую к нулю магнитострикцию при содержании кобальта около 14/5 [1,4,5]. При увеличении этого отношения, сплавы имеют отрицательную магнитострикцию, что в сочетании с внутренними растягивающими напряжениями в микропроводах приводит к циркулярной анизотропии. Процесс перемагничивания в продольном поле является практически безгистерезисным, что перспективно для многих приложений. Однако довольно часто магнитокристаллическая анизотропия кристаллитов Co, которые могут существовать в аморфной фазе, может быть выше, чем магнитоупругая анизотропия, что, в свою очередь, будет приводить к преобладанию осевой анизотропии и, следовательно, к прямоугольному типу магнитного гистерезиса [6].

Метод токового отжига, который эквивалентен нагреву в присутствии кругового магнитного поля, можно использовать для усиления циркулярной анизотропии. Будет формироваться наведенная анизотропия в результате упорядочения пар атомов вдоль магнитного поля, приложенного во время отжига при температурах ниже $T_{Кюри}$ [7]. В результате отжига магнитострикция также изменяется: возрастает и становится положительной [6]. Таким образом, в результате токового отжига в аморфном микропроводе на основе Co будут формироваться две конкурирующие наведенные анизотропии: индуцированная циркулярная анизотропия из-за выстраивания пар атомов вдоль поля и аксиальная магнитоупругая анизотропия из-за положительной магнитострикции в сочетании с осевыми внутренними напряжениями. При повышении температуры отжига выше $T_{Кюри}$ остается только магнитоупругий вклад в анизотропию и начинает преобладать аксиальная анизотропия.

В данной работе проводился отжиг микропроводов на основе сплавов кобальта в муфельной печи и при помощи тока.

Материалы и методы

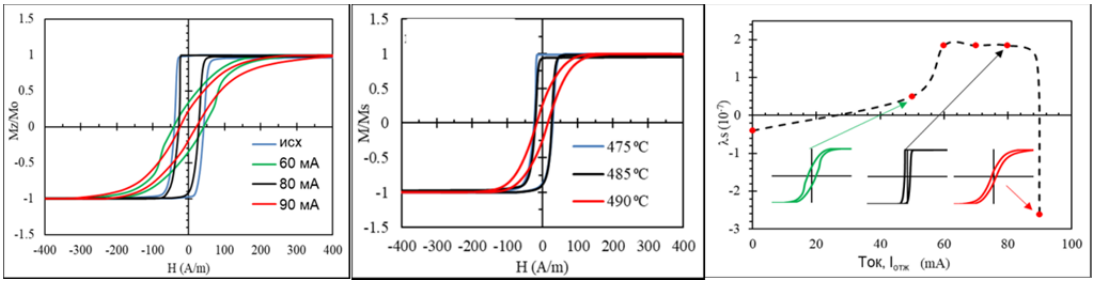
Изготовлены аморфные микропровода со стеклянным покрытием состава $Co_{71}Fe_5B_{11}Si_{10}Cr_3$ (общий диаметр / диаметр металлической сердцевины: D/d = 29/25 мкм) и $Co_{66.6}Fe_{4.28}B_{11.51}Si_{14.48}Ni_{1.44}Mo_{1.69}$ (D/d = 35/25 мкм) методом быстрой закалки при вытягивании микропроводов (модифицированный метод Тейлора-Улитовского). Токовый отжиг микропроводов длиной 15 см проводился при разной силе тока ($I_{отж}$ = 60-100 мА) в течение 30-60 мин. Отжиг в муфельной печи проводился при режимах нагрева максимально приближенных к условиям проведенного токового отжига вблизи температуры кристаллизации.

Исследования магнитных свойств проводились при помощи индукционного измерителя магнитных характеристик и векторного анализатора цепей (магнитный импеданс). Константа линейной магнитострикции была измерена методом малоуглового вращения намагничивания (SAMR). Структурные исследования отожжённых микропроводов осуществлялись при помощи метода ПЭМ с высоким разрешением.

Результаты

Исходные микропровода имеют прямоугольный тип перемагничивания, характерный для аксиальной анизотропии, как показано на рис. 1а. При отжиге током $I_{отж}$ = 60 мА, температура отжига составляла около 290 °C ($T_{Кюри}$~350 °C), создались условия для наведения циркулярной анизотропии, и петля гистерезиса становилась наклонной. В процессе отжига, когда $I_{отж}$ = 80 мА и значение $T_{отж}$≅415 °C, наведенная анизотропия не формируется, и общая анизотропия определяется в основном магнитоупругими взаимодействиями, которые создают легкую осевую анизотропию. Форма петли становится прямоугольной, с коэрцитивной силой ниже, чем у исходного микропровода, что свидетельствует о релаксации внутренних напряжений. Однако отжиг при большем токе неожиданно привел к формированию узкой наклонной петли. Подобное явление можно объяснить отрицательной магнитострикцией из-за зарождения первых кристаллитов; однако они не были обнаружены с помощью просвечивающей электронной микроскопии.

Аналогичный эффект резкого изменения гистерезиса наблюдался после отжига в печи (рис. 1б) при соответствующем изменении температуры отжига.



а) б) в)

Рис.1. Кривые намагничивания микропроводов $Co_{71}Fe_5B_{11}Si_{10}Cr_3$ в аморфном состояние и после токового отжига 60 мА, 80 мА, 90 мА (а) и отжига в муфельной печи при 475 °C, 485 °C, 490 °C (б); изменение коэффициента магнитострикции микропроводов $Co_{71}Fe_5B_{11}Si_{10}Cr_3$ в зависимости от силы тока при отжиге

Поведение знака коэффициента магнитострикции (λs) микропроводов $Co_{71}Fe_5B_{11}Si_{10}Cr_3$ после токового отжига отображено на рис. 1в. Значение λs у исходного микропровода невелико и имеет отрицательное значение. После отжига λs становится положительной ($2 \cdot 10^{-7}$), что обусловлено изменением атомных координаций. Резкая смена знака λs на отрицательный после отжига при 90 мА (вблизи температуры кристаллизации) нельзя объяснить только структурной релаксацией, и должно быть связано с формированием первых кристаллитов Co, которые имеют отрицательную магнитострикцию. Наблюдаемый эффект не ограничивается уникальным составом сплава и может быть воспроизведен в различных аморфных сплавах на основе Co.

Модификация микромагнитной структуры, вызванная отжигом, используется также для усиления других магнитных эффектов, таких как, например, магнитоимпеданс (МИ). МИ очень чувствителен к внешним магнитным полям, H, когда направление тока и H параллельны друг другу и перпендикулярны оси легкой анизотропии, поскольку происходит переориентация намагниченности в направлении H. Поэтому важно наличие циркулярной (или геликоидальной) анизотропии. На рис. 3 сравниваются кривые МИ микропроводов в

исходном состоянии, имеющих аксиальную анизотропию, и проводов, отожженных током, имеющих легкую анизотропию геликоидального типа (либо из-за направленного упорядочения пар атомов ($I_{отж}$ = 60 мА), либо из-за изменения знака λs ($I_{отж}$ = 90 мА). Отожженные микропровода демонстрируют двухпиковые зависимости МИ, при этом чувствительность при отжиге 90 мА оказывается значительно выше – 190%/ Э.

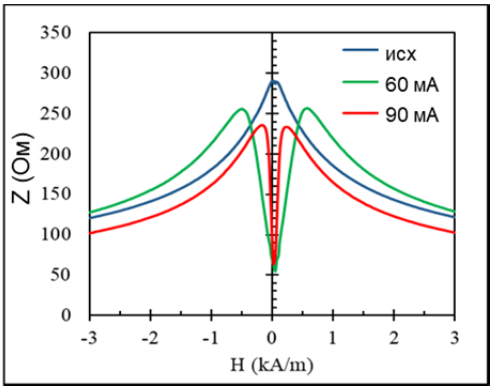


Рис.3. Графики зависимости импеданса от поля для микропроводов $Co_{71}Fe_5B_{11}Si_{10}Cr_3$. в исходном состоянии и отожженных током (60 мА и 90 мА). Частота измерения 100 МГц.

Выводы

В данной работе продемонстрировано, что отжиг при температурах, которые лишь немного ниже температуры кристаллизации, может обеспечить формирование магнитомягких свойств и температурную стабильность. Наблюдаемый эффект не ограничивается уникальным составом сплава и может быть воспроизведен в различных аморфных сплавах на основе Co. Структурная релаксация и появление первых кристаллитов Co приводят к резкому изменению магнитострикции и к образованию геликоидального типа легкой анизотропии. Этот результат важен для разработки различных магнитных датчиков.

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90145.

Список использованных источников:

1. G. Herzer. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials // Acta Mater. – 2013. – V. 61. – p. 718–734
2. M. Vázquez, J. González, A. Hernando. Induced magnetic anisotropy and change of the magnetostriction by current annealing in Co-based amorphous alloys // J. Magn. Magn. Mater. – 1986. – V. 53. – p. 323–329
3. M.G. Nematov, A.M. Adam, L.V. Panina et al. Magnetic anisotropy and stress-magnetoimpedance (S-MI) in current-annealed Co-rich glass-coated microwires with positive magnetostriction // J. Magn. Magn. Mater. – 2019. – V. 474. – p. 296–300
4. H. Fujimori, K.I. Arai, H. Shirae et al. Magnetostriction of Fe-Co Amorphous Alloys, // Jpn. J. Appl. Phys. – 1976. – V. 15. – p. 705–706
5. A. Zhukov, M. Churyukanova, S. Kaloshkin et al. Magnetostriction of Co-Fe-based amorphous soft magnetic microwires // Energy Technology. Carbon Dioxide Management and Other Technologies. – 2015. – V. 45. – p. 265–271
6. M.G. Nematov, I. Baraban, N.A. Yudanov et al. Evolution of the magnetic anisotropy and magnetostriction in Co-based amorphous alloys microwires due to current annealing and stress-sensory applications // J. Alloys Compd. – 2020. – V. 837. – p. 155584
7. T. Egami. Structure and magnetism of amorphous alloys // IEEE Trans. Magn. – 1981. – V. 17. – p. 2600–2605

УДК 537.9

ПЕРВОПРИНЦИПНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГИХ И МАГНИТОУПРУГИХ СВОЙСТВ СПЛАВОВ Fe-Ge-Al

Загребин М.А.

к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Матюнина М.В.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Власова К.А.

студент кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Соколовский В.В.

д.ф.-м.н., доцент, профессор, ведущий научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Бучельников В.Д.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой, ведущий научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Аннотация. *В работе при помощи первопринципных вычислений исследуется влияние добавки атомов Al на упругие и магнитоупругие свойства магнитострикционных сплавов Fe-Ge. Вычисления проводятся как в рамках подхода суперячеек, так и приближения когерентного потенциала.*

Ключевые слова: *ab initio, магнитострикция, сплавы Fe-Ge, модули упругости*

FIRST-PRINCIPLE STUDY OF ELASTIC AND MAGNETOELASTIC PROPERTIES OF Fe-Ge-Al ALLOYS

Zagrebin M.A.

Cand. Sc. (Phys.–Math.), assoc. prof.,
Senior researcher of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Matyunina M.V.

Junior researcher of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Vlasova K.A.

student of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Sokolovskiy V.V.
Dr.Sc. (Phys.–Math.), assoc. prof.,
Leading researcher of condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Buchelnikov V.D.

Dr.Sc. (Phys.–Math.), professor,
Leading researcher, head of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Annotation. *In this work, by using first-principles calculations, the influence of the addition of Al atoms on the elastic and magnetoelastic properties of magnetostrictive Fe-Ge alloys is studied. The calculations are carried out both within the framework of the supercell approach and the coherent potential approximation.*

Keywords: *ab initio, magnetostriction, Fe-Ge alloys, elastic moduli*

Функциональные сплавы на основе железа вызывают интерес научного сообщества из-за их необычных механических, магнитных и электрических свойств. Небольшая добавка немагнитных атомов, таких как Ga, Ge и Al приводит к существенному увеличению величины магнитострикции относительно чистого железа. Наибольшими значениями магнитострикции λ_{001} обладают сплавы Fe-Ga (Галфенол), однако с увеличением концентрации Ga в составе величина тетрагонального модуля упругости C' сильно уменьшается. В случае сплавов Fe-Al, зависимость $\lambda_{001}(x)$ повторяет зависимость для галфенолов в диапазоне концентрации Al (Ga) ≈20 ат.%, а изменения величины C' значительно меньше. Проведенная оценка влияния небольшой добавки атомов Al в бинарные сплавы Fe-Ga [1, 2] показала, что величина тетрагональной магнитострикции тройных сплавов Fe-Ga-Al уменьшается незначительно, что объясняется одновременным увеличением как величины магнитоупругой постоянной, так и увеличением тетрагонального модуля упругости. При этом наибольшее значение λ_{001} соответствует содержанию смеси атомов ≈ 16,8 ат.% (8,5 ат.%Ga+8,3 ат.%Al). Данные о влиянии атомов Al на характер поведения магнитоупругой постоянной, тетрагонального модуля упругости и магнитострикции в сплавах Fe-Ge отсутствуют. В данной работе проводятся исследования упругих и магнитоупругих свойств тройных сплавов Fe-Ge-Al в зависимости от концентрации Al и Ge.

Исследования выполнены с помощью методов проекционных присоединённых волн (*Projector augmented wave – PAW*) и Корринга-Кона-Ростокера реализованных в вычислительных пакетах VASP (*Vienna Ab initio Simulation Package*) [3, 4] и SPR-KKR (*A spin polarized relativistic Korringa-Kohn-Rostoker code*) [5]. Были рассмотрены две кристаллические структуры, наблюдаемые экспериментально в сплавах $Fe_{100-x}Ge_x$ и $Fe_{100-x}Al_x$ ($x \leq 25$ ат.%): A2 (группа симметрии *Im*-3*m*, #229) и $D0_3$ (группа симметрии *Fm*-3*m*, #225). Для создания нестехиометрических композиций и структурного беспорядка использовались подход 32-атомной суперячейки и приближение когерентного потенциала. Для создания нестехиометрических композиций и структурного беспорядка в суперячейках были использованы специальные квазислучайные структуры, созданные при помощи пакета АТАТ (*Alloy Theoretic Automated Toolkit*) [6]. Учет обменно-корреляционных эффектов проводился в приближении обобщенного градиента (*general gradient approximations*) в формулировке Пердью, Бурке и Эрнцерхофа (*Perdew, Burke, Ernzerhof*) [7].

На первом этапе была проведена геометрическая оптимизация кристаллической структуры, в результате которой были получены равновесные значения параметров кристаллической решетки a_0. На рис. 1 представлена зависимость равновесных параметров кристаллической решетки a_0 ($a_0/2$ для структуры $D0_3$) от содержания Fe в сплавах Fe-(Ge+Al) в сравнении с бинарными сплавами Fe-Ge из работы [8]. Из рисунка видно, что в сплавах с малой добавкой алюминия Fe-(Ge+Al) при уменьшении концентрации Fe равновесный параметр как для структуры $D0_3$, так и для фазы A2 возрастает, в отличие от бинарных сплавов Fe-Ge. Данное поведение, можно связать с тем фактом, что радиус атомов Al больше

радиуса атомов Ge. Также можно отметить, что при одинаковом содержании добавочных атомов $(Ge+Al)_{21,875}$ параметры решетки A2 больше при меньшем содержании Al, что может быть связано с расположением атомов Al и Ge в решетке.

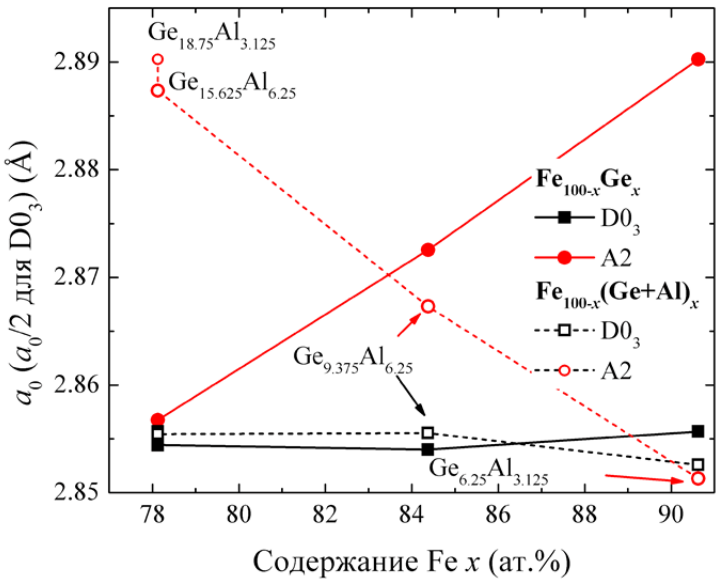


Рис. 1. Равновесные параметры кристаллической решетки a_0 и $a_0/2$ для структур A2 и $D0_3$, соответственно от содержания Fe в сплавах $Fe_{100-x}(Ge+Al)_x$ в сравнении с результатами для бинарных сплавов $Fe_{100-x}Ge_x$ из работы [8]

Следующим этапом были рассчитаны упругие модули (C' и C_{44}) сплавов. На рис. 2 представлены зависимости модулей упругости C' (рис. 2(а)) и C_{44} (рис. 2(б)) от содержания Fe для сплавов Fe-(Ge+Al) в сравнении с результатами для бинарных сплавов Fe-Ge из работы [8].

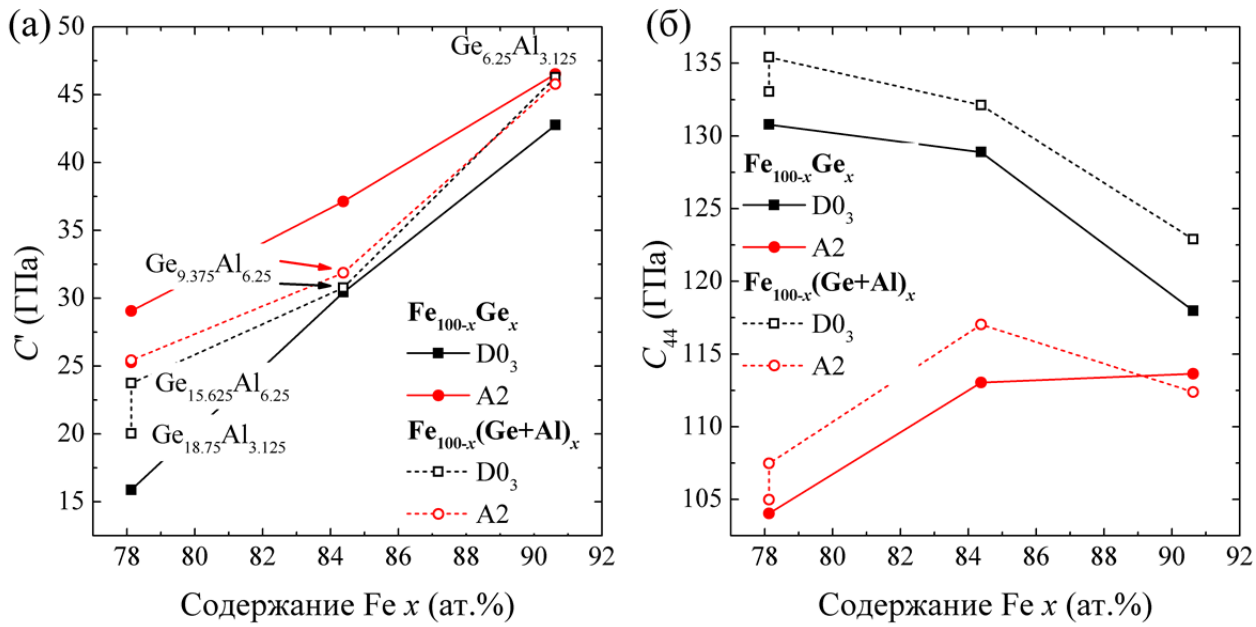


Рис. 2. Модули упругости (а) C' и (б) C_{44} для структур A2 и $D0_3$, соответственно от содержания Fe в сплавах $Fe_{100-x}(Ge+Al)_x$ в сравнении с результатами для бинарных сплавов $Fe_{100-x}Ge_x$ из работы [8]

Заключительным этапом проведено вычисление зависимости магнитоупругой постоянной -$b1$ и магнитострикции λ_{001}, используя следующие соотношения

$$-b_1 = \frac{2}{3V}\frac{dE_{MKA}}{d\varepsilon},\ \lambda_{001} = -\frac{b_1}{3C'}. \quad (1)$$

Работа выполнена при поддержке фонда перспективных научных исследований ЧелГУ.

Список использованных источников:

1. Restorff J.B., Wun-Fogle M., Hathaway K.B., Clark A.E., Lograsso T.A., Petculescu G. Tetragonal magnetostriction and magnetoelastic coupling in Fe-Al, Fe-Ga, Fe-Ge, Fe-Si, Fe-Ga-Al, and Fe-Ga-Ge alloys / // J. of Applied. Phys. – 2012. – V. 111, iss. 2. – P. 023905.
2. Clark A.E, Restorff J.B., Wun-Fogle M., Wu D., Lograsso T.A. Temperature dependence of the magnetostriction and magnetoelastic coupling in $Fe_{100-x}Al_x$ (x=14.1, 16.6, 21.5, 26.3) and $Fe_{50}Co_{50}$ // J. of Applied. Phys. – 2008. – V. 103, iss. 7. – P. 07B310.
3. Kresse G., Joubert D. From ultrasoft pseudopotentials to the projector augmented-wave method // Physical Review B. – 1999 – V. 59. – P. 1758.
4. Kresse G., Furthmüller J. Efficient iterative schemes for ab-initio total-energy calculations usingaplane-wave basisset // Physical Review B. – 1996. – V. 54. – P. 11169.
5. Ebert H., Koedderitzsch D., Minar J. Calculating condensed matter properties using the KKR-Green's function method-recent developments and applications // Reports on Progress in Physics. – 2011. – V. 74. – №. 9. – P. 096501.
6. van de Walle A., Asta M., Ceder G. The alloy theoretic automated toolkit: A user guide // Calphad. – 2002. – V. 26. – P. 539.
7. Perdew J.P., Burke K., Ernzerhof M. Generalized gradient approximation made simple // Physical Review Letters. – 1996. – V. 77. – №. 18. – P. 3865.
8. Zagrebin M.A., Matyunina M.V., Sokolovskiy V.V., Buchelnikov V.D. Structural and Elastic Properties of Fe-Ge Alloys: ab initio studies // Вестник ЮУрГУ. Серия «Математика. Механика.Физика». – 2020. – Т. 12, № 2. – С. 49–56.

УДК 537.611.3

ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЕ НАНОПЕРФОРИРОВАННОЙ ПЛЕНКИ ПРИ ДВИЖЕНИИ ДОМЕННОЙ СТЕНКИ

Зверев В.В.

д.ф.-м.н., профессор Физико-технологический института УрФУ, г.н.с. Лаборатории магнетизма и магнитных наноструктур ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Изможеров И.М.

м.н.с. Лаборатории перспективных магнитных материалов ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. *Движение доменной стенки в наноперфорированной магнитной пленке ведет к формированию зоны перемагничивания с вихревой структурой. Мы приводим результаты микромагнитного моделирования динамики намагниченности, полученные путем решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта для различных толщин пленки, расположений и размеров отверстий. Мы показали, что зона перемагничивания либо проходит через весь образец, либо "замораживается" в массиве отверстий. Использование метода визуализации и анализа вихревых структур позволяет связать различные режимы перемагничивания с особенностями образования вихрей.*

Ключевые слова: *магнитные пленки, доменные стенки, магнитные вихри, микромагнетизм*

MAGNETIZATION REVERSAL IN A NANO-PERFORATED FILM DURING THE MOTION OF A DOMAIN WALL

Zverev V.V.

Dr.Sc., professor of Physico-technological institute of UrFU, chief researcher of Laboratory of magnetism and magnetic nanostructures IMP UB RAS, Ekaterinburg

Izmozherov I.M.

junior researcher of Laboratory of advanced magnetic materials IMP UB RAS, Ekaterinburg

Annotation. *The motion of a domain wall in a nano-perforated magnetic film leads to the formation of a magnetization reversal zone with a vortex structure. We present the results of micromagnetic modeling of the dynamics of magnetization, obtained by solving the Landau-Lifshitz-Gilbert equation for various film thicknesses and hole arrangement and size. We have shown that the magnetization reversal zone either passes through the entire sample, or "freezes" in the array of holes. The use of the method of visualization and analysis of vortex structures makes it possible to associate various modes of magnetization reversal with the peculiarities of vortex formation.*

Keywords: *magnetic films, domain walls, magnetic vortices, micromagnetism*

Магнитные пленки с искусственно созданными массивами отверстий представляют интерес как с точки зрения практического применения в качестве новых материалов, так и с теоретической точки зрения. Процесс перемагничивания таких пленок во внешнем магнитном поле, связанный с движением доменных стенок (ДС) и образованием вихрей, может отличаться от аналогичного процесса в сплошных пленках вследствие формирования

вихревых структур нового типа. В данной работе мы представляем результаты микромагнитного моделирования движения ДС в наноперфорированной пленке с тремя и девятью отверстиями. Рамеры образца: L_x = 800 нм, $L_y = b$ = 50 или 100 нм (толщина пленки), L_z = 400 нм. Сквозные отверстия имеют квадратные сечения *xz* со стороной квадрата *d* = 25 или 50 нм. Предполагается, что ось *z* является осью легкого намагничивания. Начальное распределение намагниченности содержит искусственно сформированную С-образную ДС [2], лежащую вдоль оси *z*, которая после включения магнитного поля начинает двигаться в сторону массива отверстий (рис. 1). Моделирование выполнялось путем численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта с использованием пакета *mumax3* [3]. В выражении для эффективного поля учитывались вклады обменного, магнитостатического и внешнего полей, а также поля анизотропии. В направлении *z* были наложены периодические граничные условия, на прочих граничных поверхностях образца намагниченность являлась свободной. Расчеты проводились для образца с материальными параметрами, характерными для пермаллоя $Ni_{81}Fe_{19}$.

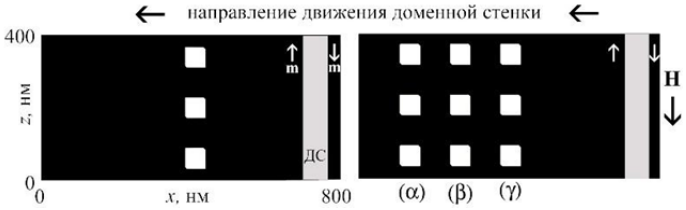


Рис. 1. Геометрия расчетных областей с тремя и девятью отверстиями. После включения магнитного поля доменная стенка (ДС) движется влево.

Моделирование динамики намагниченности производилось в течение 8 нс. На рис. 2 и 3 изображены зависимости от времени энергий (верхний ряд), а также профилей компоненты *z* вектора намагниченности, усредненной по сечениям *yz* образца (нижний ряд).

В случае массива отверстий, имеющего вид столбца (рис. 1, слева), после включения магнитного поля С-образная ДС начинает движения от положения вблизи правой границы, смещаясь влево и при этом внутренне перестраиваясь. Происходит потеря внутреннего вихря исходной ДС, лежащего вдоль оси *z*. Далее возникает зона перемагничивания, смещающаяся в сторону отверстий; ее движение сопровождается возникновением нерегулярных вихревых структур. В пленке толщиной 50 нм, после того как зона перемагничивания достигает положения столбца из отверстий, процесс перемагничивание прекращается (рис. 2а,в). В пленке толщиной 100 нм перемагничивание продолжается, но в случае отверстий с *d* = 50 нм имеется задержка по времени (рис. 2г).

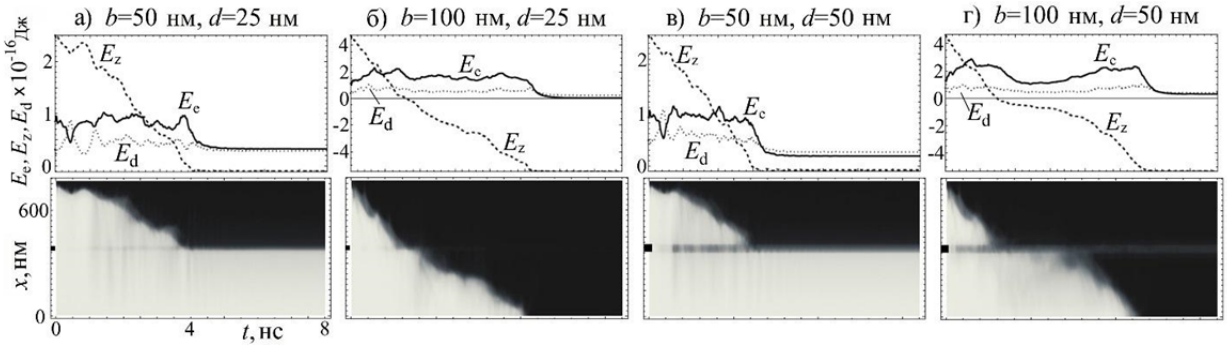


*Рис. 2. Результаты для пленки с тремя отверстиями. Зависимости от времени обменной энергии E_e, энергии дипольного взаимодействия E_d и зеемановской энергии E_z, просуммированных по полному объему образца (верхний ряд). Зависимости от времени и координаты x усредненных по сечениям yz компонент вектора намагниченности m_z (нижний ряд). Переход от светлого тона к темному соответствует повороту вектора намагниченности от направления против внешнего поля **H** к направлению по полю. На графиках (б), (в), (г) для осей координаты и времени положения точки начала отсчета и масштабы по осям – такие же, как и на графике (а).*

Для массива отверстий, состоящего из трех столбцов (рис. 1, справа), вначале сценарий движения зоны перемагничивания не отличается от рассмотренного выше. Далее, в пленке толщиной 50 нм зона перемагничивания преодолевает массив отверстий с задержками по времени, если $d = 25$ нм (рис. 3а); процесс перемагничивания прекращается в месте расположения столбца (γ), если $d = 50$ нм (рис. 3б). В пленке толщиной 100 нм при $d = 25$ нм происходит перемагничивание всего образца (рис. 3в), при $d = 50$ нм процесс перемагничивание прекращается в месте расположения столбца (α) (рис 3г).

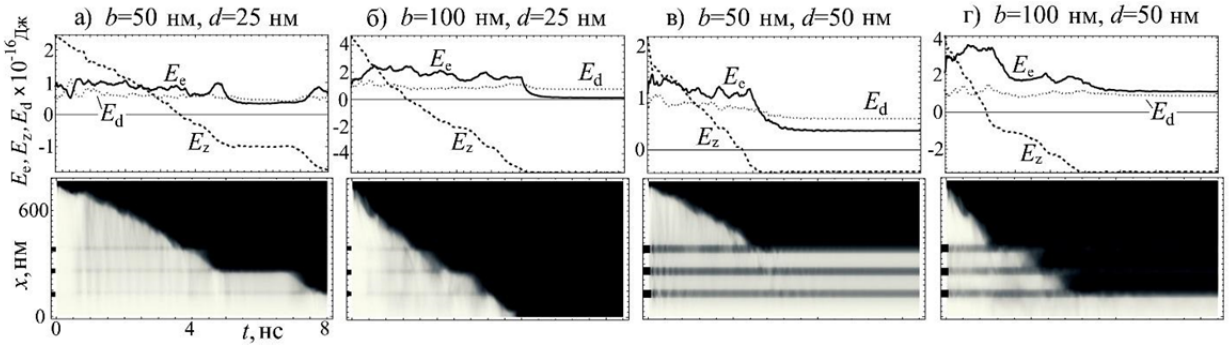


Рис. 3. Результаты для пленки с девятью отверстиями. Обозначения аналогичны обозначениям на предыдущем рисунке.

Мы использовали метод визуализации вихревых структур, основанный на численном расчете значений топологических зарядов двух типов – двумерного *числа вращений* и *скирмионного числа* [4, 5]. Число вращений (топологический заряд первого типа) равно числу поворотов на угол 2π вектора, принадлежащего спроектированному на плоскость полю намагниченности, при обходе плоского замкнутого контура. Оно позволяет находить положения центров вихрей на границах и в плоских сечениях пленки. Скирмионное число (топологический заряд второго типа) равно степени отображения замкнутой поверхности в координатном пространстве на замкнутую поверхность (сферу) в пространстве намагниченностей. С его помощью можно находить положения блоховских точек. В ряде работ рассматривались вихревые структуры в сплошных образцах, в частности в нанодисках [6] и в тонких пленках [4, 5].

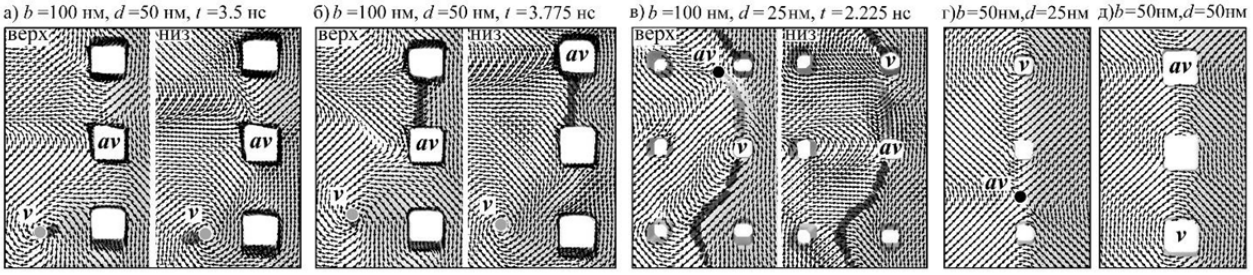


*Рис. 4. "Мгновенные снимки" вихревых структур (а – в) и статические конфигурации, возникающие в результате прекращения процесса перемагничивания (г, д). На рисунках (а – в) отдельно показаны конфигурации намагниченности на верхней и нижней границах пленки. Серыми (черными) кружками и надписями **v** (**av**) отмечены места выхода на границу пленки линий коров вихрей (антивихрей). Надписями **v** (**av**) также помечены отверстия, в окрестностях которых на граничных поверхностях пленки имеются соответствующие конфигурации намагниченности.*

Особенность пленки с отверстиями состоит в том, что носителями топологического заряда первого типа могут быть не только поверхностные вихри, но и окрестности отверстий. На рис. 4а-в изображены конфигурации, возникшие вследствие того, что локальные вихри и отверстия в динамике обмениваются топологическим зарядом. Из требования равенства нулю суммы топологических зарядов следует, что в случае сплошного образца поверхностные вихри и антивихри могут существовать только парами. На рис. 4а-г приводятся примеры поверхностных конфигураций смешанного типа, когда носителем

топологического заряда с определенным знаком является локальный поверхностный вихрь (антивихрь), носителем же заряда с противоположным знаком является область вблизи отверстия. Вблизи одного и того же отверстия на противоположных границах пленки могут иметься конфигурации, имеющие различный топологический заряд (рис. 4б, в). В этом случае имеются вихри на боковых границах отверстий.

Анализ вихревых структур позволяет понять, почему при b = 100 нм движущаяся зона перемагничивания преодолевает массив отверстий, в то время как при b = 50 нм она останавливается. В работе [7] было показано, что в пермаллоевых пленках толщиной больше (меньше) 80 нм в статике С-образная ДС стабильна (метастабильна), а ДС типа "кросс-тай" (ДС с перетяжками) метастабильна (стабильна). В движущейся ДС конфигурация намагниченности изменяется, однако некоторые черты статической конфигурации сохраняются. В пленке толщиной 50 нм вихревая структура зоны перемагничивания выглядит, как деформированная ДС типа "кросс-тай", включая в себя в основном линейные вихри (антивихри), концы которых лежат на противоположных границах пленки. В пленке с отверстиями локальные вихри (антивихри) такого вида могут исчезать, передавая топологический заряд отверстиям. Цепочки отверстий с ненулевыми топологическими зарядами, расположенных вдоль оси z, топологически эквивалентны стабильным "замороженным" структурам "кросс-тай" (рис. 4д). Возможны и стабильные структуры смешанного типа, включающие в себя как локальные линейные вихри, так и отверстия с ненулевым топологическим зарядом (рис. 4г). В пленке толщиной 100 нм структура зоны перемагничивания более напоминает С-образную ДС, содержащую вертикальные блоховские линии. В этом случае линейные вихри содержат протяженные участки, у которых линии коров лежат (как и в случае С-образной ДС) в плоскости xz. Вихри такого типа легко превращаются в вихри, концы которых лежат на боковых поверхностях отверстий. Такие вихревые структуры менее склонны к закреплению в массиве отверстий, так что зона перемагничивания обычно доходит до левой границы образца.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Сплавы» № АААА-А19-119070890020-3 и при финансовой поддержке согласно постановлению №211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.A03.21.0006.

Список использованных источников:

1. Van de Wiele B., Manzin A., Vansteenkiste A., Bottauscio O., Dupré L., De Zutter D. A micromagnetic study of reversal mechanism in permalloy antidot arrays // J. Appl. Phys. –2012. – V. 111. – P. 053915-1-9.
2. LaBonte A. E. Two-dimensional Bloch-type domain walls in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. – 1969 – V. 6. – P. 2450-2457.
3. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Waeyenberge B.V. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances – 2014. – V. 4. – P. 107133-1-22.
4. Зверев В. В., Изможеров И. М., Филиппов Б. Н. Визуализация динамических вихревых структур в магнитных пленках с одноосной анизотропией (микромагнитное моделирование) // Физика твердого тела – 2018 – Т. 60. – С. 294-306.
5. Зверев В. В., Байкенов Е. Ж., Изможеров И. М. Динамические перестройки трехмерной топологической структуры движущейся доменной границы в магнитной пленке при наличии случайных возмущений // Физика твердого тела – 2019 – Т. 61. – С. 2070-2083.
6. Noske M., Stoll H., Fähnle M., Gangwar A., Woltersdorf G., Slavin A., Weigand M., Dirterle G., Försrer J., Back C. H., Schütz G. Three-dimensional character of the magnetization dynamics: hybridization of flexure gyromodes with spin waves // Phys. Rev. Lett. – 2016 – V. 117. – P.037208-1-5.
7. Дубовик М. Н., Зверев В. В., Филиппов Б. Н. Нелинейная перестройка структуры доменных границ в тонкой пленке с одноосной плоскостной анизотропией // Физика металлов и металловедение – 2014 – Т. 115. – С. 1226-1244.

УДК *538.911:537.624*

ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА АМОРФНЫХ ПЛЕНОК ТИПА ФАЙНМЕТ ПОСЛЕ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКИ

Иванов В.Е.

к.ф.м..н., с.н.с, Институт естественных наук, Уральский федеральный университет

Лепаловский В.Н.

к.ф.м..н., с.н.с,, Институт естественных наук, Уральский федеральный университет

Аннотация. *Проведены термомагнитные обработки пленок типа FineMet с плоскостной анизотропией при действии постоянного и вращающегося магнитного поля. После термообработки в постоянном поле произошла переориентация оси легкого намагничивания по линии действия поля, в результате чего доменные границы ориентировались по новой оси. После термомагнитной обработки во вращающемся поле наблюдения доменной структуры выявили области с различным характером анизотропии, в том числе и изотропные области.*

Ключевые слова: *доменная структура, термомагнитная обработка, вращающееся магнитное поле*

DOMAIN STRUCTURE OF AMORPHOUS FILMS OF FINEMET TYPE AFTER THERMOMAGNETIC TREATMENT

Ivanov V. E.

PhD., Department of Solid State Magnetism, Ural Federal University **Lepalovskij V. N.**

Lepalovskij V. N.

PhD., Department of Solid State Magnetism, Ural Federal University

Annotation. *Thermomagnetic treatments of Finemet-type films with plane anisotropy under the action of a constant and rotating magnetic field are performed. After heat treatment in a constant magnetic field, the easy magnetization axis was reoriented along the applied field, as a result of which the domain boundaries were oriented along the new axis. After thermomagnetic processing in a rotating field, observations of the domain structure of the films revealed regions with different anisotropy patterns, including isotropic regions.*

Keywords: *domain structure, thermomagnetic treatment, rotating magnetic field*

Аморфные ленты типа FineMet являются перспективными материалами для различных применений [1]. Необходимые магнитомягкие свойства достигаются термообработками, в том числе и в магнитном поле [2]. Термообработки пленок типа FineMet при подходящей температуре приводят к улучшению их магнитомягких свойств, вероятно вследствие релаксации напряжений [3]. Мы предполагаем, что эти пленки могут стать подходящими сенсорными средами для магнитооптической визуализации и топографирования неоднородных магнитных полей [4]. Наличие анизотропии и коэрцитивной силы в индикаторных пленках препятствуют адекватному отражению неоднородных полей [5]. Целью нашей работы было поиск путей получения изотропных пленок FineMet.

Образцы тонких пленок толщиной 100 нм были получены методом высокочастотного ионно-плазменного распыления мишени с составом $Fe_{72.5}Cu_{1.1}Nb_{1.5}Mo_2Si_{14.2}B_{8.7}$ диаметром 50 мм в атмосфере аргона на установке УРМЗ-013. Рабочее давление аргона составляло 10^{-3} мм рт. ст. Осаждение пленок происходило на стеклянные подложки в присутствии постоянного магнитного поля напряженностью 100 Э, прикладываемого в плоскости подложки. Направление этого поля задавало ориентацию оси легкого намагничивания.

Термообработка проводилась на воздухе в присутствии однородного постоянного внешнего поля и во вращающемся магнитном поле при температуре 350 °С в течении 1 часа. Результаты термообработок контролировались измерением поля анизотропии и наблюдением перестройки доменной структуры в магнитном поле.

В исходном состоянии после размагничивания в переменном магнитном поле, ориентированном по оси легкого намагничивания, доменная структура имеет типичный вид для пленок с плоскостной анизотропией (рис. 1 а). Доменные границы ориентированы предпочтительно по оси легкого намагничивания. Размагничивание перпендикулярно оси легкого намагничивания приводило также к параллельной ориентации доменных границ при их более плотной упаковке (рис. 1 б). В остаточном состоянии после действия постоянного поля заметна тенденция доменных границ ориентироваться по оси легкого намагничивания (рис. 1 в).

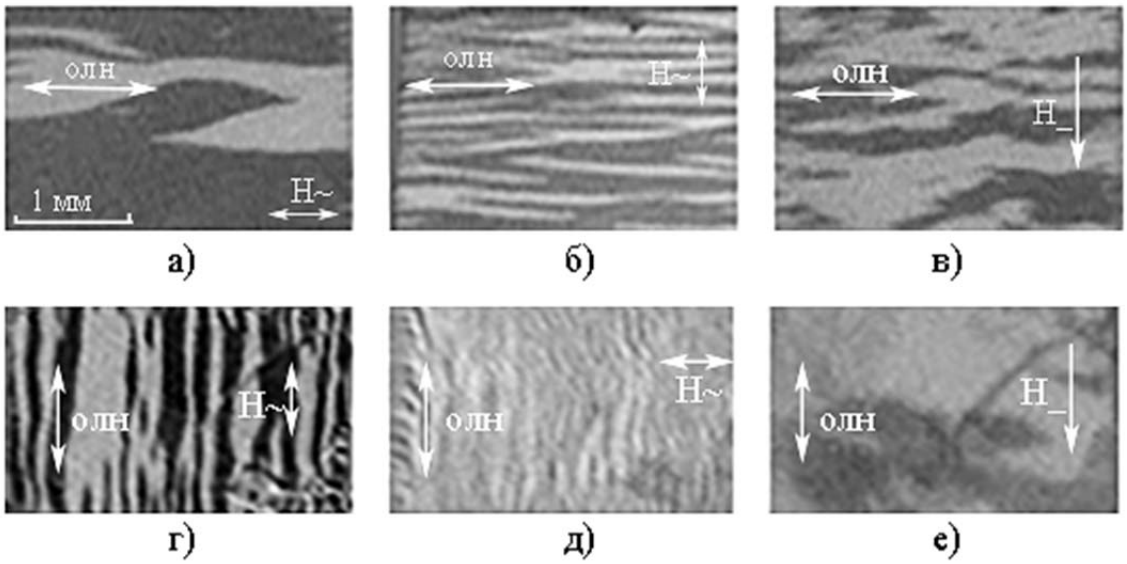


Рис 1. Доменная структура пленки FineMet в размагниченном состоянии (а, б) до термомагнитной обработки;(г, д) – после термомагнитной обработки в присутствии постоянного поля;
(в, е) сравнение доменной структуры в остаточном состоянии до термомагнитной обработки (в);
(е) – после термомагнитной обработки.

После термообработки в постоянном магнитном поле, которое было ориентировано перпендикулярно наведенной во время осаждения оси легкого намагничивания размагничивание переменным полем приводило к ориентации доменных границ параллельно вновь наведенной оси (рис. 1 г). Размагничивание в перпендикулярном направлении оказывало на доменные границы меньшее ориентирующее воздействие (рис. 1 д). Остаточное состояние после намагничивания в постоянном поле демонстрирует магнитный контраст при отсутствии доменных границ (рис. 1 е).

После термообработки во вращающемся магнитном поле действие магнитного поля выявляет области с различным характером анизотропии. Размагничивание переменным полем в двух взаимно перпендикулярных направлениях приводит к формированию доменной структуры вблизи краев пленки (рис. 2 в, г). Наличие анизотропии в этих областях вероятно связано с остаточными напряжениями, которые не релаксировали во время

термомагнитной обработки. В процессе перемагничивания в различных направлениях в поле, сравнимом с коэрцитивной силой наблюдались доменные границы вблизи краев пленки, в то время как в средней части отсутствуют акцентированно выраженные границы доменов, что вероятно указывает на состояние близкое к изотропному (рис. 2 д, е).

Таким образом, принимая во внимание предыдущие исследования и наши результаты, мы предполагаем, что намеченный путь получения изотропных пленок для магнитооптической визуализации определяется следующими факторами. Плоскостная анизотропия является суперпозицией М-наведенной анизотропии и анизотропией, задаваемой напряжениями, из-за разности коэффициентов теплового расширения пленки и подложки. Термообработка приводит к частичной релаксации напряжений. Вращающееся магнитное поле подавляет М-наведенную анизотропию. Результатом термообработки во вращающемся поле является наличие неоднородности по площади, связанной с остаточными напряжениями.

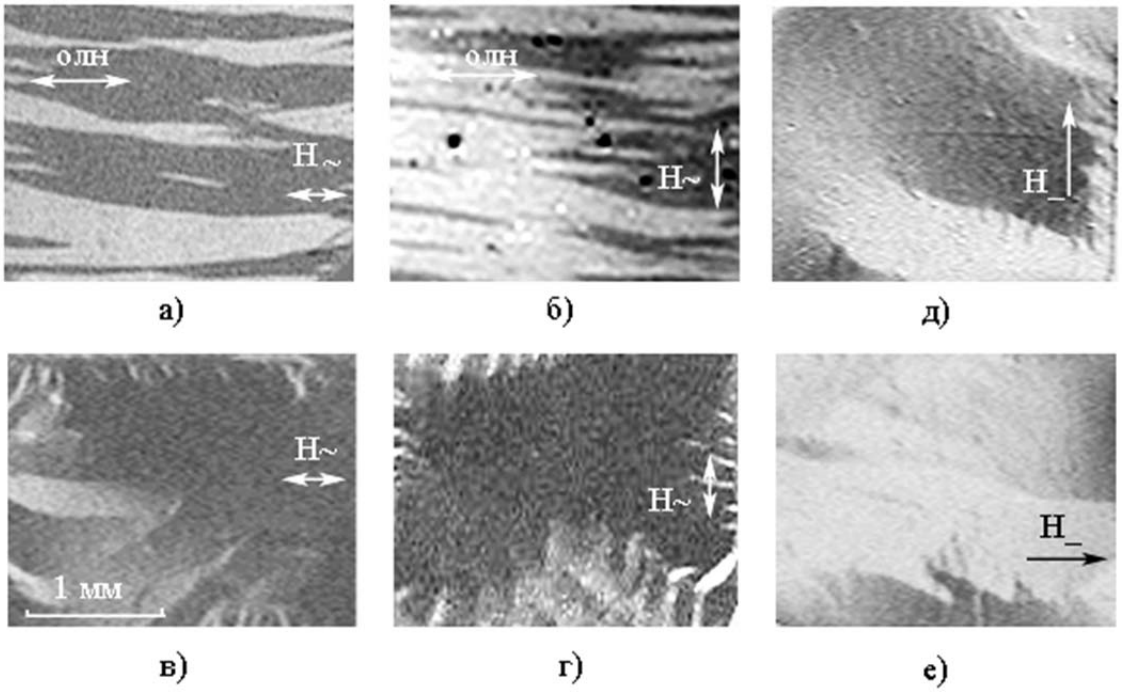


Рис. 2. Доменная структура пленки FineMet в размагниченном состоянии до термообработки (а, б); после термомагнитной обработки во вращающемся магнитном поле (в, г); (д, е) – сравнение доменной структуры пленки после термомагнитной обработки при перемагничивании в момент достижения поля значения коэрцитивной силы.

Список использованных источников:

1. Herzer G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials //Acta Materialia. – 2013.–Vol. 61, No 3,– P. 718–734.

2. Ito N., Michels A., Kohlbrecher J., Garitaonandia J. S., Suzuki K., and Cashion J. D. Effect of magnetic field annealing on the soft magnetic properties of nanocrystalline materials // J. Magn. Magn. Mater. – 2007.– Vol. 316. – 458.

3. Mikhalitsyna E. A., Kataev V. A., Larrañaga A., Lepalovskij V. N. and Turygin A. P. Microstructure and magnetic properties of Fe72.5Si14.2B8.7Nb2Mo1.5Cu1.1 thin films // J. Magn. Magn. Mater. – 2016. – Vol. 415. – P. 61-65.

4. Ivanov V. E., Lepalovskii V.N. Amorphous Finemet films for visualization magnetic fields // J. Phys.: Conf. Ser. VII Euro-Asian Symp. Trends in Magnetism Ekaterinburg, 2019. – Russian Federation 1389 012112.

5. Ivanov V. E., Kulesh N. A. Quantitative mapping of stray field planar component by tracking singular points in metallic indicator film // J. Magn. Magn. Mater. – 2020. – Vol. 513. – 167067.

УДК 539.213.27:537.622

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В АМОРФНЫХ СПЛАВАХ Fe-Cu-Nb-Si-B

Ильин Н.В.

аспирант кафедры компьютерных систем школы естественных наук ДВФУ, 690090 Владивосток, Россия

Комогорцев С.В.

д.ф.-м.н., профессор,
заведующий лабораторией физики магнитных пленок института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Крайнова Г.С.

к.ф.-м.н., доцент,
профессор кафедры физики низкоразмерных структур школы естественных наук ДВФУ, 690090 Владивосток, Россия

Аннотация. *Информация о корреляциях намагниченности в аморфных сплавах является ключом к пониманию их высоких магнитомягких свойств. Параметры корреляций намагниченности в лентах аморфных сплавов Fe-Cu-Nb-Si-B изучены с помощью обсчета кривых приближения намагниченности к насыщению в рамках теоретических выражений модели случайной магнитной анизотропии. С уменьшением поля установлена последовательность степенных законов приближения к магнитному насыщению с различными показателями степени. Полученный результат может означать то, что корреляции намагниченности при уменьшении поля сменяются от изотропных до анизотропных.*

Ключевые слова: *аморфные сплавы, магнитные корреляции, случайная магнитная анизотропия, обменная константа, доменная структура.*

Ilin N.V.

graduate student of the Department of Computer system, School of Natural Sciences, FEFU, 690090 Vladivostok, Russia

Komogortsev S.V.

Dr.Sc., professor,

head of Laboratory of Physics of Magnetic Films, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, 660036 Krasnoyarsk, Russia

Kraynova G.S.

PhD. Sc., associate professor
professor at the Department of Physics of Low-dimensional Structures, School of Natural Sciences, FEFU, 690090 Vladivostok, Russia

Annotation. *Information about the magnetization correlations in amorphous alloys is the key to understanding their high soft magnetic properties. The magnetization correlations parameters were studied in amorphous alloy ribbons Fe-Cu-Nb-Si-B by analysis of approach to magnetic saturation within the random magnetic anisotropy model. An unusual sequence of power laws during approach to the magnetization saturation was observed. The obtained result may mean that the magnetization correlations change from isotropic to anisotropic as the applied field decreases.*

Keywords: *amorphous alloys, magnetic correlations, random magnetic anisotropy, exchange stiffness constant, domain structure.*

Отсутствие дальнего порядка в аморфных сплавах приводит к исчезновению макроскопической кристаллографической анизотропии в них, но существование ближнего порядка и структурных неоднородностей приводит к возникновению случайно ориентированной в пространстве локальной анизотропии. Структурная корреляционная длина L_C описывает размер области, в пределах которой ось анизотропии упорядочена. Ориентация намагниченности в этих материалах также характеризуется отсутствием дальнего порядка, но остается ферромагнитно упорядоченной в пределах магнитной корреляционной длины L_H [1].

Оценка магнитной корреляционной длины возможна методом корреляционной магнитометрии, основанным на интерпретации кривых приближения намагниченности к насыщению [2].

Сплавы Fe-Cu-Nb-Si-B изготовлены методом сверхбыстрой закалкой (охлаждение со скоростью ~ 10^6 K/c, метод спиннингования). Толщина лент составила ~20 μm. В данной работе представлены результаты исследования сплавов трех составов: $Fe_{74.3}Cu_{0.2}Nb_3Si_{16.5}B_6$, $Fe_{74}Cu_1Nb_3Si_{16}B_6$, $Fe_{73}Cu_{1.5}Nb_3Si_{16.5}B_6$. Доменное разбиение образцов изучено с использованием магнитооптического Керр-микроскопа Evico Magnetics GmbH: характер изменения доменной структуры фиксировался в поле, приложенном в плоскости ленты поперек оси прокатки. Анализ процессов намагничивания проведен на вибрационном магнитометре VSM 7410 LakeShore в диапазоне полей (60–$16\cdot10^3$) Э; поведение намагниченности в низкотемпературной области исследовалось на SQUID-магнитометре MPMS 7XL Quantum Design. Рентгеноструктурный анализ проводился на дифрактометре Bruker D8 Advance в диапазоне углов от 20° до 90° с использованием излучения Cu K_α (λ=1.5406 Å).

Основная величина, подлежащая сравнению с теорией, - дисперсия намагниченности, определяемая как $\frac{\delta M(H)}{M_S} = \frac{M_S - M(H)}{M_S}$. Закон приближения намагниченности к насыщению для объектов со случайной магнитной анизотропией имеет вид:

$$\frac{\delta M(H)}{M_S} = \begin{cases} \frac{aH_a^2}{H^2} \text{ при } H > H_L \\ \frac{aH_a^2}{H_L^{D/2} H^{(4-D)/2}} \text{ при } H < H_L \end{cases} \quad (1)$$

где a – симметрийный коэффициент (для одноосной анизотропии $a = 1/15$), $H_a = 2K_{local}/M_S$ – поле локальной анизотропии, D – размерность области однородной намагниченности, $H_L = \frac{2A}{M_S L_H^2}$ – корреляционное поле.

Значение константы обменной жесткости A было получено из анализа низкотемпературного поведения ферромагнетика с использованием закона Блоха $T^{3/2}$[3].

На рис. 1 представлена типичная кривая намагничивания лент и соответствующие изображения доменной структуры. Магнитный контраст образца в полях до 20 Э демонстрирует сосуществование доменов двух типов, характерных для лент аморфных сплавов [4]: доменов, разделенных 180-градусными границами, с ориентацией намагниченности в плоскости ленты и узкие домены лабиринтного типа, намагниченность которых направлена перпендикулярно плоскости образца. Установлено, что плоскостная доменная структура исчезает в полях выше 20 Э, лабиринтная — в полях более (60÷70) Э. Последние величины дают нижнюю оценку полей, используемых для анализа кривых приближения намагниченности к насыщению.

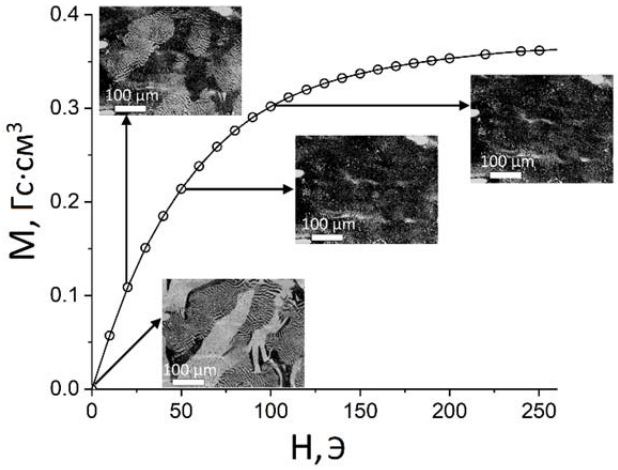


Рис. 1. Зависимость намагниченности от магнитного поля для аморфных лент Fe-Cu-Nb-Si-B. На вставке показана доменная структура в соответствующих полях.

Кривые намагничивания лент, измеренные до поля 16 кЭ, демонстрируют слабый нелинейный рост *M(H)*, связанный с флуктуациями вектора намагниченности, вызванными случайной ориентацией локальной легкой оси. Во всех трех образцах при $H > 10$ кЭ наблюдается зависимость $\delta M(H)/M_S \propto H^{-2}$, рис. 2. Для этого участка кривой намагничивания был использован закон Акулова (1) для оценки поля локальной анизотропии H_a (табл. 1).

Получено: зависимость дисперсии намагниченности $\delta M(H)/M_S$ от приложенного внешнего поля для сплавов Fe-Cu-Nb-Si-B демонстрирует три степенных режима, рис. 2. Переход от зависимости $M(H)/M_S \sim H^{-2}$ к $\delta M(H)/M_S \propto H^{-1/2}$ ожидаем и связан с равномерным увеличением объема магнитных корреляций V_H по мере уменьшения поля ниже H_L. Точка пересечения соответствующих степенных зависимостей определяет корреляционное поле H_L (табл. 1).

В полях от 60 Э до 200 Э наблюдается степенная зависимость $\delta M(H)/M_S \sim H^{-1}$. Такое поведение может указывать на изменение фрактальной размерности областей однородной намагниченности с $D = 3$ на $D = 2$, связанное с изменением механизма их роста. Данные количественного анализа приведены в табл. 1: определены значения поля локальной анизотропии H_a и корреляционного поля H_L, рассчитаны константа локальной анизотропии K_{local} и структурная корреляционная длина L_C, проведена оценка предельного размера области однородной намагниченности L_Z.

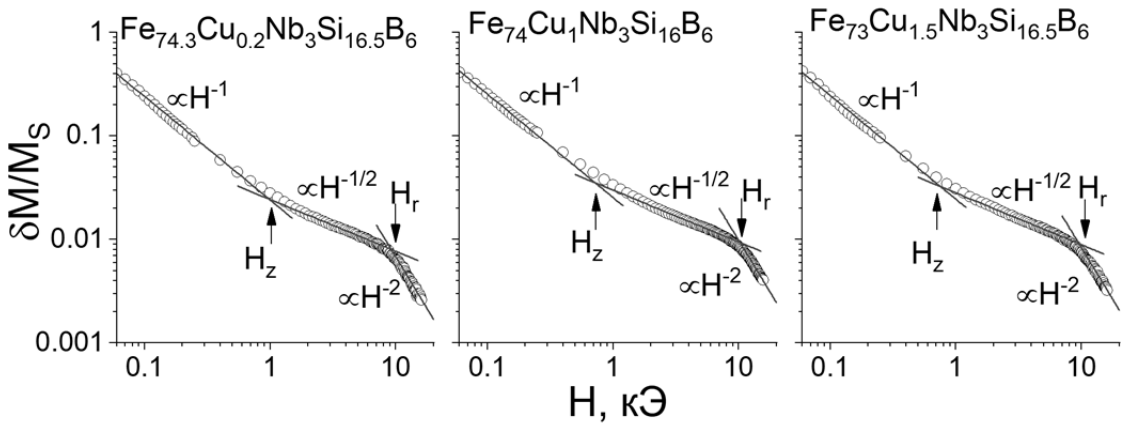


Рис. 2. Зависимость дисперсии намагниченности от магнитного поля аморфных лент Fe-Cu-Nb-Si-B.

Длина L_C в 2.5 раза больше размера области когерентного рассеяния τ, значение которого было получено из анализа рентгенограмм быстрозакалённых сплавов, табл. 1. Отметим, что τ и L_C близкие по порядку величины, а размер области когерентного рассеяния представляет нижнюю границу области упорядочения [5].

Таблица 1. Магнитные параметры быстрозакаленных сплавов Fe-Cu-Nb-Si-B.

Состав	H_a, кЭ	H_r, кЭ	H_Z, Э	M_S, Гс	A, 10^{-7} эрг см$^{-1}$	K_{local}, 10^6 эрг см$^{-3}$	L_C, нм	L_Z, нм	τ, нм
$Fe_{74.3}Cu_{0.2}Nb_3Si_{16.5}B_6$	3.18	9.16	981	896	6.1	1.43	3.85	11.75	1.54
$Fe_{74}Cu_1Nb_3Si_{16}B_6$	3.84	10.25	717	966	7.1	1.85	3.79	14.32	1.54
$Fe_{73}Cu_{1.5}Nb_3Si_{16.5}B_6$	3.54	9.56	761	813	5.9	1.44	3.90	13.81	1.79

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90182. Работа выполнена при финансовой поддержке государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 0657-2020-0005.

Список использованных источников:

1. Herzer G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials // Acta Mater. – 2013. – Vol. 61 – № 3. – P. 718–734.

2. Iskhakov R.S. et al. Study of magnetic correlations in nanostructured ferromagnets by correlation magnetometry // J. Exp. Theor. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 78 – № 10. – P. 646–650.

3. Keffer F. Spin Waves / ed. Wijn H.P.J. – Berlin, Heidelberg: Springer, 1966. – Vol. 4 / 18 / 2. P. 1–273.

4. Schäfer R. Domains in ‘extremely’ soft magnetic materials // J. Magn. Magn. Mater. – 2000. – Vol. 215–216. – P. 652–663.

5. Patterson A.L. The Scherrer Formula for X-Ray Particle Size Determination // Phys. Rev. – 1939. – Vol. 56 – № 10. – P. 978–982.

УДК 537.622.6

АНАЛИЗ ПОЛНОГО ПРОЦЕССА НАМАГНИЧИВАНИЯ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ИНТЕРМЕТАЛЛИДАХ $RFe_{11}Ti$ С ПОМОЩЬЮ ТЕОРИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Костюченко Н.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Терёшина И.С.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Физический факультет, Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова

Звездин А.К.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник,
Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН

Аннотация. *В работе проведено экспериментальное исследование намагниченности монокристаллических ферримагнитных соединений $RFe_{11}Ti$ (R = Ho, Er, Tm) в сильных магнитных полях (до 60 Тл) с целью получения кристаллических и обменных параметров. Мы теоретически предсказали поведение намагниченности в магнитных полях до 100 Тл, продемонстрировав полный процесс намагничивания (вплоть до индуцированного внешним магнитным полем ферромагнитного состояния) в интерметаллидах $RFe_{11}Ti$ и построили магнитные фазовые H-T диаграммы. Результаты сравнили с данными для гидридов $RFe_{11}TiH_1$.*

Ключевые слова: *Редкоземельные интерметаллиды, кристаллическая структура $ThMn_{12}$, параметры кристаллического поля и обменные параметры, сильные магнитные поля, магнитотвердые материалы, индуцированное полем ферромагнитное состояние*

CRYSTAL-FIELD ANALYSIS OF THE FULL MAGNETIZATION PROCESS IN $RFe_{11}Ti$ RARE-EARTH INTERMETALLICS

Kostyuchenko N.V.

PhD., senior researcher,
Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)

Tereshina I.S.

Dr.Sc., leading researcher, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Zvezdin A.K.

Dr.Sc., professor, chief researcher, Prokhorov General Physics Institute
Russian Academy of Sciences

Annotation. *In this work, an experimental study of the magnetization in single-crystal ferrimagnetic compounds $RFe_{11}Ti$ (R = Ho, Er, Tm) in high magnetic fields (up to 60 T) was carried out in order to obtain the crystal-field and exchange parameters. We theoretically predict the magnetization*

behavior in magnetic fields up to 100 T, demonstrating the full magnetization process (up to the ferromagnetic state induced by an external magnetic field) in $RFe_{11}Ti$-type intermetallics and plot magnetic phase H-T diagrams. The results are compared with data for the hydrides $RFe_{11}TiH_1$.

Keywords: *Rare-earth intermetallics, $ThMn_{12}$ crystal structure, Crystal-field and exchange parameters, High magnetic fields, Hard magnetic materials, field-induced ferromagnetic state*

В последние несколько десятилетий исследование магнитных свойств интерметаллических соединений со структурой типа $ThMn_{12}$ проводится всё более и более интенсивно, что связано с крайне высоким соотношением R/Fe и привлекательностью их для использования на практике (составы важны для получение на их основе материалов для постоянных магнитов). Функциональные свойства соединений типа $R(Fe,T)_{12}$ (здесь T – элемент, стабилизирующий структуру), а также их производных $R(Fe,T)_{12-y}X_y$, полученных путем внедрения атомов легких элементов (X – водород, азот или углерод) определяются параметрами кристаллического поля и обменного взаимодействия [1, 2].

Благодаря прогрессу в развитии методов получения сильных магнитных полей стали возможны экспериментальные исследования намагниченности в ведущих мировых лабораториях в магнитных полях до 60-130 Тл. Результаты исследований намагниченности R-Fe интерметаллических соединений показали, что отдельные аспекты теоретических моделей, использовавшиеся ранее для описания процессов намагничивания, нуждаются в уточнении. В частности, было установлено, что параметры кристаллического поля рассчитывались с недостаточной точностью при использовании низкополевых данных [1, 2].

В настоящей работе мы провели экспериментальное и теоретическое исследование намагниченности редкоземельных интерметаллидов $RFe_{11}Ti$ (R = Ho, Er, Tm) в сильных магнитных полях, используя монокристаллические образцы. Мы рассчитали обменные и кристаллические параметры, анализируя высокополевые экспериментальные данные по намагниченности, которые были получены в полях до 60 Тл при 4.2 K вдоль основных кристаллографических направлений. Используя рассчитанные параметры, нам удалось смоделировать поведение кривых намагничивания не только для соединений $RFe_{11}Ti$, но и для их монокристаллических гидридов $RFe_{11}TiH_1$ в магнитных полях до 100 Тл. Такой подход позволил предсказать все индуцированные полем магнитные фазовые переходы, которые могут происходить в полях, превышающих 60 Тл, а также рассчитать и продемонстрировать индуцированный полем переход из ферримагнитного в ферромагнитное состояние. Были построены и проанализированы магнитные фазовые H-T диаграммы как в зависимости от сорта редкоземельного иона, так и от присутствия водорода в кристаллической решетке исходных $RFe_{11}Ti$ соединений со структурой типа $ThMn_{12}$.

Точное знание обменных и кристаллических параметров и их изменений в гидрированных соединениях является крайне важным при разработке новых ресурсосберегающих магнитотвердых материалов с низким содержанием редкоземельных элементов.

Список использованных источников:

1. Tereshina I.S., Kostyuchenko N.V. Tereshina-Chitrova E.A., Skourski Y., Doerr M., Pelevin I.A., Zvezdin A.K., Paukov M., Havela L., Drulis H. $ThMn_{12}$-type phases for magnets with low rare-earth content: Crystal-field analysis of the full magnetization process // Scientific Reports. 2018. Vol. 8. Art. No. 3595.

2. Kostyuchenko N.V., Zvezdin A.K., Tereshina E.A., Skourski Y., Doerr M., Drulis H., Pelevin I.A., Tereshina I.S. High-field magnetic behavior and forced-ferromagnetic state in an $ErFe_{11}TiH$ single crystal // Physical Review B. 2015. Vol. 92. Art. No. 104423.

УДК 538.955

К ВОПРОСУ О МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ГЕЛИКОИДАЛЬНЫХ МАГНЕТИКОВ НИЖЕ ТЕМПЕРАТУР МАГНИТНОГО УПОРЯДОЧЕНИЯ*

Краснорусский В.Н.

Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, Россия, н.с.

Нарожный В.Н.

Центральная, 10, Москва, Россия
Независимый исследователь, доцент по специальности

Аннотация. *Работа посвящена анализу магнитной восприимчивости геликоидальных магнетиков. Рассмотрено поведение магнитной восприимчивости ряда коллинеарных и неколлинеарных антиферромагнетиков ниже температур магнитного упорядочения T_N. Показано, что магнитная восприимчивость немонокиральных магнетиков хорошо описываются моделью [D.C. Johnston, Phys.Rev.Lett.* ***109****, 077201]. В тоже время, восприимчивость монокиральных магнетиков этой моделью не описывается. Такое различие по-видимому, связано с различными механизмами геликоидального упорядочения монокиральных и немонокиральных магнетиков. На основании анализа магнитной восприимчивости геликоидального магнетика Mn_4Si_7 сделано предположение о его монокиральности.*

Ключевые слова: *магнетизм, геликоидальные магнетики, взаимодействие Дзялошинского-Мории, MnSi, магнитная восприимчивость*

MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF HELICAL MAGNETS BELOW MAGNETIC ORDERING TEMPERATURES

Krasnorussky V.N.

Vereshchagin Institute of High Pressure Physics RAS, Moscow, Russia

Narozhnyi V.N.

10 Central Ave., Moscow, Russia
An independent researcher, associated professor

Annotation. *This work is devoted to the analysis of the magnetic susceptibility of helical magnets. The behavior of the magnetic susceptibility of a number of collinear and non-collinear antiferromagnets below magnetic ordering temperatures T_N is considered. It is shown that the magnetic susceptibility of non-monochiral magnets is well described by the model [D.C. Johnston, Phys.Rev.Lett.* ***109****, 077201]. At the same time, the susceptibility of monochiral magnets is not described by this model. This difference is apparently associated with different mechanisms of helicoidal ordering of monochiral and non-monochiral magnets. Based on the analysis of the magnetic susceptibility of the helicoidal magnet Mn_4Si_7, it was assumed that it is monochiral.*

Keywords: *magnetism, helical magnets, Dzyaloshinsky-Moriya interaction, MnSi, magnetic susceptibility*

Проанализированы данные по температурным зависимостям магнитной восприимчивости $\chi(T)$ ряда геликоидальных магнетиков при температурах ниже температур магнитного упорядочения T_N. При этом использовалась недавно предложенная в литературе модель, описывающая поведение магнитной восприимчивости коллинеарных и неколлинеарных антиферромагнетиков ниже T_N, [1].

Показано, что в случае немонокиральных магнетиков ($ZnCr_2Se_4$ [2], $MnAu_2$ [3]), геликоидальное упорядочение которых обычно связывают с конкуренцией нескольких симметричных обменных взаимодействий, поведение $\chi(T)$ ниже температуры магнитного упорядочения достаточно хорошо описывается моделью [1]. В частности, близкими к эксперименту оказываются оценки по этой модели отношений $\chi_\parallel/\chi_\perp$ при низких температурах ($\chi_\parallel$ и $\chi_\perp$ - магнитные восприимчивости для магнитного поля направленного $\parallel$ и $\perp$ плоскостям, в которых расположены магнитные моменты в случае нулевого поля).

В тоже время, попытки подобной оценки величин $\chi_\parallel/\chi_\perp$ для соединений с монокиральным геликоидальным порядком (MnSi [4,5], Cu_2OSeO_3 [6]) дают значения в несколько раз меньшие наблюдаемых в эксперименте. Такое отличие в поведении монокиральных геликоидальных магнетиков может быть связано с тем, что геликоидальный порядок в них обусловлен другим (по сравнению с немонокиральным случаем) механизмом - антисимметричным взаимодействием Дзялошинского-Мории (DMI), наличие которого связано с отсутствием у подобных соединений центра инверсии. (Длиннопериодное геликоидальное упорядочение с малым углом «закрутки» геликоида, обычно наблюдаемое для монокиральных систем, по модели [1] дает при низких температурах величину отношения $\chi_\parallel/\chi_\perp \approx 0.1$.) Особое внимание уделено полученным нами экспериментальным данным намагниченности соединения MnSi.

Рассмотрен также случай соединения Mn_4Si_7, для которого сообщалось о наблюдении длиннопериодного геликоидального магнитного упорядочения [7]. Хотя данное соединение имеет кристаллическую структуру без центра инверсии, т.е. возможно, что его упорядочение (как и в случае MnSi) связано с DMI, и, т.о., является монокиральным, явных данных о характере его упорядочения (монокиральном или немонокиральном) нам не известно. Оценка по модели [1] дает для Mn_4Si_7 величину $\chi_\parallel/\chi_\perp \approx 0.13$, что в несколько раз меньше наблюдаемой в эксперименте $\chi_\parallel/\chi_\perp \approx 0.75$. Это позволяет высказать предположение о том, что Mn_4Si_7, по-видимому, является монокиральным геликоидальным магнетиком (подобно MnSi). Для проверки данного предположения необходимо проведение экспериментов по рассеянию поляризованных нейтронов.

Выражаем благодарность С.М. Стишову за предоставленный для измерений образец соединения MnSi.

---

* Работа была выполнена в Институте физики высоких давлений им. Верещагина РАН.

Список использованных источников:

1. D.C. Johnston //Phys. Rev. Lett. – 2012 – v.109 – p. 077201.
2. M. Nogues et al //Phys. Stat. Sol. (a) – 1985 – v.91 – p. 597.
3. H. Samata et al// J. Phys. Chem. Solids – 1998 – v.59, p. 377.
4. В.Н. Нарожный, В.Н. Краснорусский //ЖЭТФ – 2013 – v.143 – p. 900.
5. V.N. Narozhnyi, V.N. Krasnorussky //Phys. Rev. B – 2015 – v. 91 p. 134403.
6. T. Adams et al // Phys. Rev. Lett. – 2012 – v.108, – p. 237204.
7. H. Gottlieb et al// J. Alloys Comp. – 2003 – v. 361, – p. 13.

УДК 537.634.2

РАСЧЕТ МАГНИТОСТРИКЦИИ В СПЛАВАХ Fe-(Al, Si) МЕТОДОМ МАГНИТНОГО ВРАЩАЮЩЕГО МОМЕНТА

Матюнина М.В.

младший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Кошкин А.Б.

магистрант кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Загребин М.А.

к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Соколовский В.В.

д.ф.-м.н., доцент, профессор, ведущий научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Бучельников В.Д.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой, ведущий научный сотрудник кафедры физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Аннотация. *При помощи теории функционала плотности, встроенного в программный пакет SPR-KKR исследованы магнитострикционные свойства сплавов* $Fe_{100-x}(Al, Si)_x$ *(*$15 \leq x \leq 25$ *ат. %). Для кубических кристаллических структур A2, B2 и* $D0_3$ *получены концентрационные зависимости тетрагональных модулей упругости C', магнитоупругих постоянных* $-b_1$ *и постоянных тетрагональной магнитострикции* λ_{001}.

Ключевые слова: *магнитоупругие постоянные, магнитострикция, метод магнитного вращающего момента, упругие модули*

CALCULATION OF MAGNETOSTRICTION IN Fe-(Al, Si) ALLOYS BY THE MAGNETIC TORQUE METHOD

Matyunina M.V.

Junior researcher of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Koshkin A.B.

Master student of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Zagrebin M.A.

Cand. Sc. (Phys.–Math.), assoc. prof.,
Senior researcher of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Sokolovskiy V.V.

Dr.Sc. (Phys.–Math.), assoc. prof.,
Leading researcher of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Buchelnikov V.D.

Dr.Sc. (Phys.–Math.), professor,
Leading researcher, head of condensed matter physics department,
Chelyabinsk State University

Annotation. *The magnetostrictive properties of $Fe_{100-x}(Al, Si)_x$ ($15 \le x \le 25$ at. %) alloys were studied by density functional theory implemented in the SPR-KKR software package. The concentration dependences of tetragonal elastic moduli C', magnetoelastic constants $-b_1$, and tetragonal magnetostriction constants λ_{001} for cubic crystal structures A2, B2, and $D0_3$, were obtained.*

Keywords: *magnetoelastic constants, magnetostriction, magnetic torque method, elastic moduli*

Функциональные магнитомягкие сплавы Fe-(Al, Si) являются перспективными материалами для применения в электротехнике благодаря высоким значениям магнитной проницаемости и намагниченности насыщения. Сплавы Fe-Al привлекательны своей низкой плотностью, высоким модулем упругости, низкой стоимостью и стойкостью к высокотемпературной коррозии в окислительной среде и окружающей среде [1,2]. Сплавы с содержанием алюминия в диапазоне до 25 ат. % демонстрируют значительное увеличение магнитострикции относительно чистого железа [3]. Сплавы Fe-Si характеризуются высокими значениями магнитной проницаемости и низкими значениями постоянной магнитострикции. Одной из важнейших характеристик ферромагнитных материалов на основе железа является магнитокристаллическая анизотропия, обусловленная спин-орбитальным взаимодействием. В рамках теории функционала плотности магнитокристаллическая анизотропия может быть вычислена путем сравнения энергии магнетика в двух различных ориентациях намагниченности. Однако в переходных 3*d*-металлах спин-орбитальное взаимодействие сравнительно слабое и при вычислении разности энергии может возникнуть достаточно большая погрешность, связанная с точностью вычислений. В рамках программного пакета SPR-KKR (*A Spin Polarized Relativistic Korringa-Kohn-Rostoker code*) [4] встроен метод магнитного вращающего момента (*Torque method*), позволяющего рассчитать энергию магнитокристаллической анизотропии ($E_{\text{МКА}}$) системы в одной магнитной ориентации и выполнить интегрирование в *k*-пространстве при этой ориентации [5].

Настоящая работа представляет собой *ab initio* исследование магнитоупругих, упругих и магнитострикционных свойств сплавов $Fe_{100-x}Al_x$ и $Fe_{100-x}Si_x$ ($15 \le x \le 25$ ат. %) в рамках теории функционала плотности при помощи метода магнитного вращающего момента, встроенного в программный пакет SPR-KKR. Были рассмотрены кристаллические структуры кубической симметрии A2 (№229 группа симметрии (*Im*-3*m*), со структурой типа α-Fe), B2 (№221 группа симметрии (*Pm*-3*m*), со структурой типа CsC) $D0_3$ (№225 группа симметрии (*Fm*-3*m*), со структурой типа BiF_3). Обменно-корреляционное взаимодействие учитывалось в приближении обобщенного градиента (*Generalized Gradient Approximation*) в формулировке Пердью-Бурке-Эрнцерхофа (*Perdew-Burke-Ernzerhof*) [6]. Нестехиометрические композиции были заданы с помощью приближения когерентного потенциала (*Coherent potential approximation*).

На первом этапе исследований была выполнена геометрическая оптимизация исследуемых кристаллических структур. Равновесные параметры решеток определены из кривых зависимости энергии от параметра решётки с помощью уравнения состояния Бирча-

Мурнагана. Для равновесных состояний были созданы системы с малыми тетрагональными искажениями ±3% при сохранении постоянного объема ($\varepsilon_x=\varepsilon_y=-1/2\varepsilon_z$) и вычислены значения полной энергии $E_{полн}$ от степени малых искажений при задании намагниченности в направлении [001]. На основании полученной зависимости $E_{полн}(\varepsilon)$ значения модулей упругости были определены из соотношения [7]:

$$C' = \frac{1}{3V}\frac{d^2E_{полн}}{d\varepsilon^2} \quad (1)$$

В формуле (1) V – объем элементарной кубической решетки. Результаты расчетов тетрагональных модулей упругости в сравнении с экспериментальными данными из [3] представлены на рис. 1. Полученные результаты для структуры B2 находятся в хорошем согласии в случае обеих систем, при этом для сплавов Fe-Al значения C'_{D03} максимально близко к значениям C'_{B2}. Для сплавов Fe-Si кривая зависимости $C'_{D03}(x)$ соответствует экспериментальной кривой и кривой для решетки B2. Такую схожесть данных можно объяснить структурными особенностями решетки $D0_3$, элементарная ячейка которой в стехиометрической композиции $Fe_{75}(Al, Si)_{25}$ представляет собой набор размером 2×2×2 из четырех A2 и четырех B2 элементарных структур.

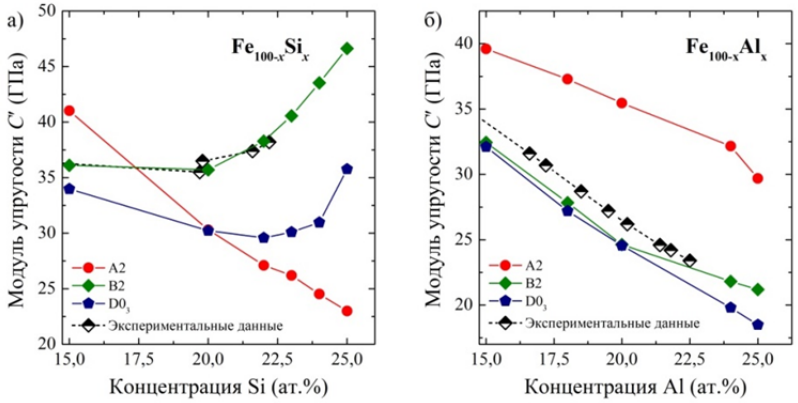


Рис. 1. Концентрационные зависимости тетрагональных модулей упругости кристаллических структур A2, B2 и $D0_3$ сплавов (а) $Fe_{100-x}Si_x$ и (б) $Fe_{100-x}Al_x$ ($15 \le x \le 25$ ат.%). Экспериментальные данные из [3].

На втором этапе были выполнены расчеты энергии магнитокристаллической анизотропии и рассчитаны значения магнитоупругих постоянных $-b_1$ и постоянных тетрагональной магнитострикции λ_{001}. Расчет $E_{МКА}$ методом магнитного вращающего момента проводился на основе потенциалов, полученных при расчете $E_{полн}(\varepsilon)$. Магнитоупругие постоянные и константы магнитострикции непосредственно вычислялись из следующих соотношений:

$$-b_1 = \frac{2}{3V}\frac{dE_{МКА}}{d\varepsilon}, \quad \lambda_{001} = -\frac{b_1}{3C'} \quad (2)$$

Представленные на рис. 2 (а, б) зависимости $\lambda_{001}(x)$ сплавов Fe-Si повторяют поведение кривых $-b_1(x)$ для структур B2 и $D0_3$. Различия для решетки A2 связаны с «размягчением» модуля упругости C'. Магнитострикция в структуре $D0_3$ соответствует экспериментальным данным, что также согласуется с экспериментальными данными о фазовом составе [8], согласно которым данная структура является преобладающей в диапазоне $15 < x < 25$ ат. %. Для сплавов Fe-Al (рис. 2 (в, г)) в исследуемом диапазоне наблюдается смешанный (A2+$D0_3$) состав, значения λ_{001} и $-b_1$, полученные для решетки B2 качественно согласуются с экспериментальными данными, в то время как для структуры $D0_3$ магнитострикция отрицательна.

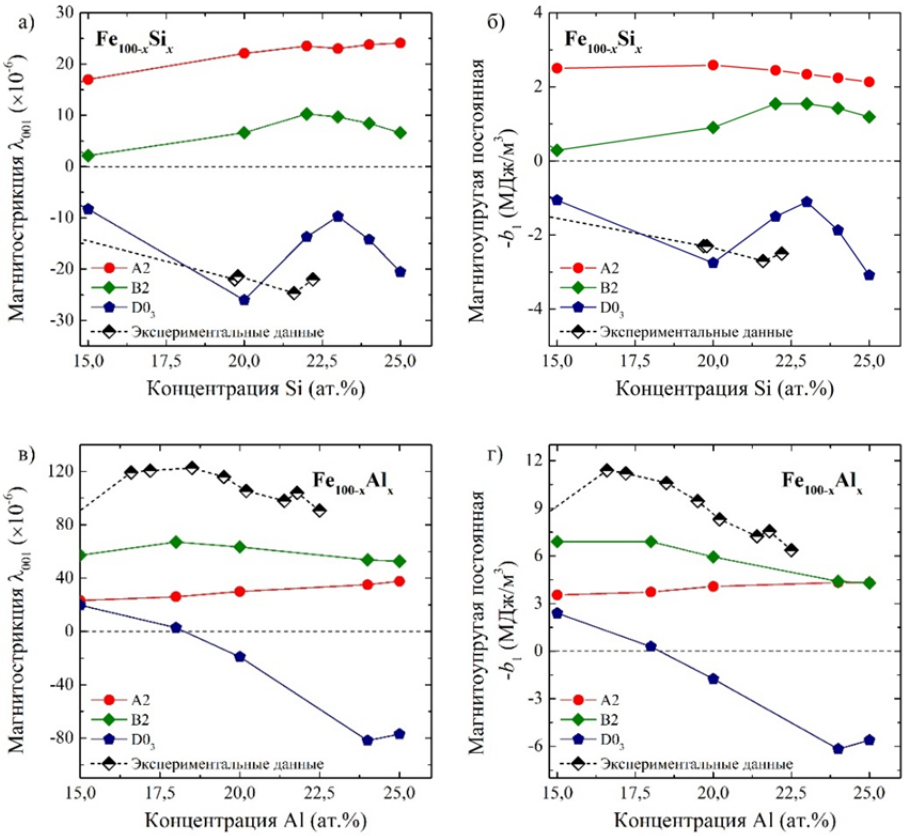


Рис. 2. Концентрационные зависимости тетрагональной магнитострикции и магнитоупругих постоянных $-b_1$ кристаллических структур A2, B2 и $D0_3$ сплавов (а, б) $Fe_{100-x}Si_x$ и (в, г) $Fe_{100-x}Al_x$ ($15 \le x \le 25$ ат.%). Экспериментальные данные из [3].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90138. Кошкин А.Б. благодарит фонд перспективных научных исследований ЧелГУ.

Список использованных источников:

1. Talischi L. A., Samadi A. Effect of Stress-Induced Phase Transformation on the Fracture Toughness of Fe 3 Al Intermetallic Reinforced with Yttria-Partially Stabilized Zirconia Particles //Metallurgical and Materials Transactions A. – 2017. – V. 48. – №. 10. – P. 5046-5058.

2. Golovin I.S. et al. Structure induced anelasticity in Fe3Me (Me= Al, Ga, Ge) alloys //Journal of Alloys and Compounds. – 2016. – V. 688. – P. 310-319.

3. Restorff J. B. et al. Tetragonal magnetostriction and magnetoelastic coupling in Fe-Al, Fe-Ga, Fe-Ge, Fe-Si, Fe-Ga-Al, and Fe-Ga-Ge alloys //Journal of Applied Physics. – 2012. – V. 111. – №. 2. – P. 023905.

4. Ebert H., Koedderitzsch D., Minar J. Calculating condensed matter properties using the KKR-Green's function method-recent developments and applications //Reports on Progress in Physics. – 2011. – V. 74. – №. 9. – P. 096501.

5. Staunton J. B. et al. Temperature dependence of magnetic anisotropy: An ab initio approach //Physical Review B. – 2006. – V. 74. – №. 14. – P. 144411.

6. Perdew J. P., Burke K., Ernzerhof M. Generalized gradient approximation made simple //Physical review letters. – 1996. – V. 77. – №. 18. – P. 3865.

7. Wang H. et al. Understanding strong magnetostriction in $Fe_{100-x}Ga_x$ alloys //Scientific reports. – 2013. – V. 3. – №. 1. – P. 1-5.

8. Mehrer H. et al. Diffusion in intermetallic phases of the Fe–Al and Fe–Si systems //Materials Science and Engineering: A. – 1997. – V. 239. – P. 889-898.

УДК 537.622.4

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АМОРФНОГО МАГНИТОМЯГКОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА ПОСЛЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С АЦЕТОНОМ

Некрасов Е.С.

Магистрант, Институт естественных наук и математики УрФУ

Скулкина Н.А.

д.ф.-м.н., с.н.с., профессор департамента фундаментальной и прикладной физики, Институт естественных наук и математики УрФУ

Денисов Н.Д.

Магистрант, Институт естественных наук и математики УрФУ

Боярченков А.С.

ведущий инженер, Институт естественных наук и математики УрФУ

Аннотация. *В работе исследовали изменение магнитных характеристик аморфных магнитомягких лент после обработки их поверхности ацетоном. Измерения проводили на образцах в форме лент из сплава на основе кобальта с разными знаками констант магнитострикции*

Ключевые слова: *аморфные магнитомягкие сплавы, термообработка, магнитная проницаемость, распределение намагниченности, магнитострикция насыщения, ацетон*

CHANGING IN MAGNETIC CHARACTERISTICS OF AN AMORPHOUS SOFT-MAGNETIC COBALT-BASED ALLOY AFTER INTERACTION WITH ACETONE

Nekrasov E.S.

Master student in Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Skulkina N.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences,
professor in Department of Fundamental and Applied Physics,
Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Denisov N.D.

Master student in Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Boyarchenkov A.S.

Principal engineer in Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Annotation. *In this work, we investigated the change in the magnetic characteristics of amorphous soft magnetic ribbons after their surface treatment with acetone. The measurements were carried out on samples in the form of a cobalt-based alloy with different signs of the saturation magnetostriction constants.*

Keywords: *amorphous soft magnetic alloys, heat treatment, magnetic permeability, magnetization distribution, saturation magnetostriction, acetone*

Ribbons of amorphous soft magnetic alloys could be exposed to various chemically active media, for example water and acetone, which affect their magnetic properties. The influence of water treatment is well studied [1]. It is shown that hydrogen and oxygen atoms embedded in the ribbon surface induce mainly flat tensile stresses as a result of a chemical reaction. It is shown that such hydrogen and oxygen atoms in the ribbon surface induces mainly flat tensile stresses, which differently affect the magnetic characteristics of the ribbon depending on the sign of constant magnetostriction (λs). Such stresses reorient the magnetization in the ribbon plane and increase the maximum magnetic permeability (μ_{max}) in the state with $\lambda s>0$; their effect is opposite at $\lambda s<0$.

Acetone is used for degreasing surfaces of various materials and is part of various adhesives, lacquers, and paints. Therefore, the study of the acetone effect on the magnetic characteristics of amorphous soft magnetic alloys is relevant. This paper presents the results of the acetone effect study on the magnetic characteristics of the amorphous alloy AMAG-172 (Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B) after annealing in air (HT), which formed the states with $\lambda s<0$ (370°C, 10 min) and $\lambda s>0$ (380°C, 40 min) [2]. Acetone treatment was performed for 20 hours.

Studies have shown that the acetone treatment has different effects on the magnetization distribution and magnetic permeability of the material in states with different signs of saturation magnetostriction (Fig.1). The effect of acetone on magnetic properties is opposite to that of water. Acetone treatment increases the domains volume with orthogonal magnetization and the magnetic texture sharpness in the ribbon plane in the state with $\lambda s>0$; reduces the volume of domains with orthogonal magnetization, the magnetic texture sharpness and increases the maximum magnetic permeability in the state with $\lambda s<0$. This may be the result of predominantly flat anisotropic compressive stresses induced in the ribbon as a result of catalytic oxidation and hydrogenation of acetone.

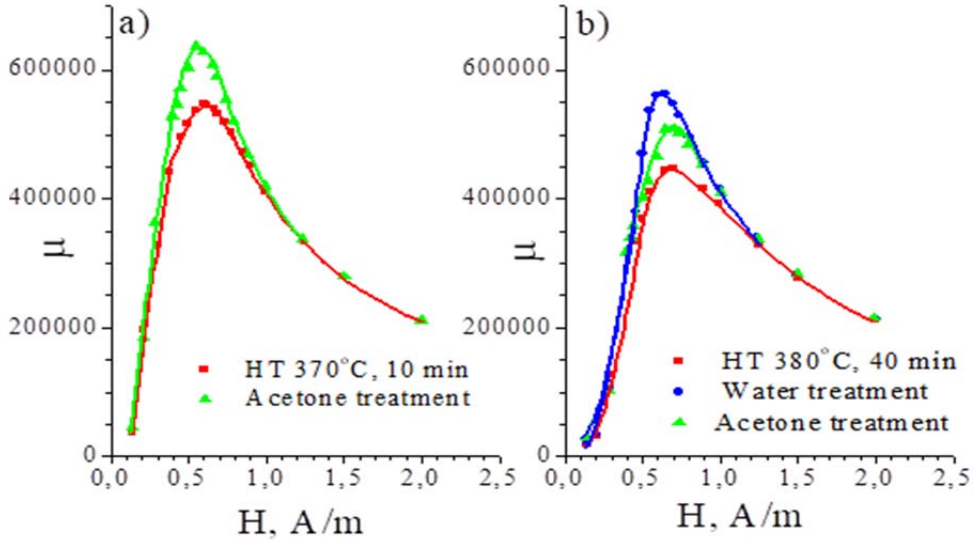


Fig.1. Effect of acetone treatment the ribbon surface immediately after annealing and with intermediate water treatment on magnetic permeability in the states with $\lambda s<0$ (a) and $\lambda s>0$ (b).

Support by Ministry of Education and Science of the Russian Federation, project FEUZ-2020-0051 is acknowledged.

References:

1. Skulkina N. A., Ivanov O. A., Talipov A. G., and Shchekoturova I. S., "Physical factors that are responsible for the effect of heat treatment on the magnetic properties of iron-based amorphous alloys," Phys. Met.Metallogr. 99, 252–258 (2005).

2. Skulkina N.A., Denisov N.D., Boyarchenkov A.S., Nekrasov E.S. Effect of Chemically Active Medium on Magnetic Characteristics of Soft Magnetic Co-Based Amorphous Alloy / Physics of Metals and Metallogr.– No. 6, Vol. 121, 2020. P. 520–525.

УДК 537.6

О МАКСИМАЛЬНОЙ СИЛЕ СЦЕПЛЕНИЯ ПОСТОЯННОГО МАГНИТА ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ ФОРМЫ С МАССИВНЫМ ФЕРРОМАГНЕТИКОМ

Поляков О.П.

к.ф.м.н., доцент физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова

Поляков П.А.

д.ф.м.н., профессор физического факультета МГУ имени М.В.Ломоносова

Аннотация. *В работе найдена форма эллипсоидального магнита, при которой будет максимальная магнитная пондеромоторная сила сцепления его половинок при фиксированном объеме магнита. Показано, что эта сила определяет также максимальную силу сцепления постоянного магнита в форме половины эллипсоида с плоской поверхностью массивного ферромагнетика.*

Ключевые слова: *постоянные магниты, магнитостатика, пондеромоторные магнитные силы.*

ON THE MAXIMUM COUPLING FORCE OF AN ELLIPSOIDAL PERMANENT MAGNET WITH A MASSIVE FERROMAGNET

Polyakov O.P.

Ph.D., associate professor,
Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia;

Polyakov P.A.

Dr.Sc., professor,
Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, 119991 Moscow, Russia;

Annotation. *In this paper, we study ponderomotive magnetic coupling force between two halves of an ellipsoidal magnet. The shape for the maximum coupling force was found. It is shown that this force also determines the maximum coupling force of a permanent magnet in the form of a half ellipsoid with a flat surface of a massive ferromagnet.*

Keywords: *permanent magnets, magnetostatics, ponderomotive magnetic forces.*

В работе теоретически исследована пондеромоторная сила магнитного сцепления однородно намагниченного постоянного магнита, имеющего форму половинки эллипсоида вращения вокруг оси Z с плоской поверхностью полубесконечного идеального ферромагнетика (рис. 1). Магнит намагничен однородно вдоль оси Z, вектор намагниченности $\vec{M}$, полуоси эллипса $a = b$ и c. Для идеального ферромагнетика, когда магнитная проницаемость во всех точках пространства $\mu >> 1$, то есть нигде не достигается область насыщения, пондеромоторная магнитная сила сцепления с поверхностью ферромагнетика будет эквивалентна силе взаимодействия половинки эллипсоида с его магнитостатическим изображением, контуры которого на рис. 1 очерчены пунктирной линией.

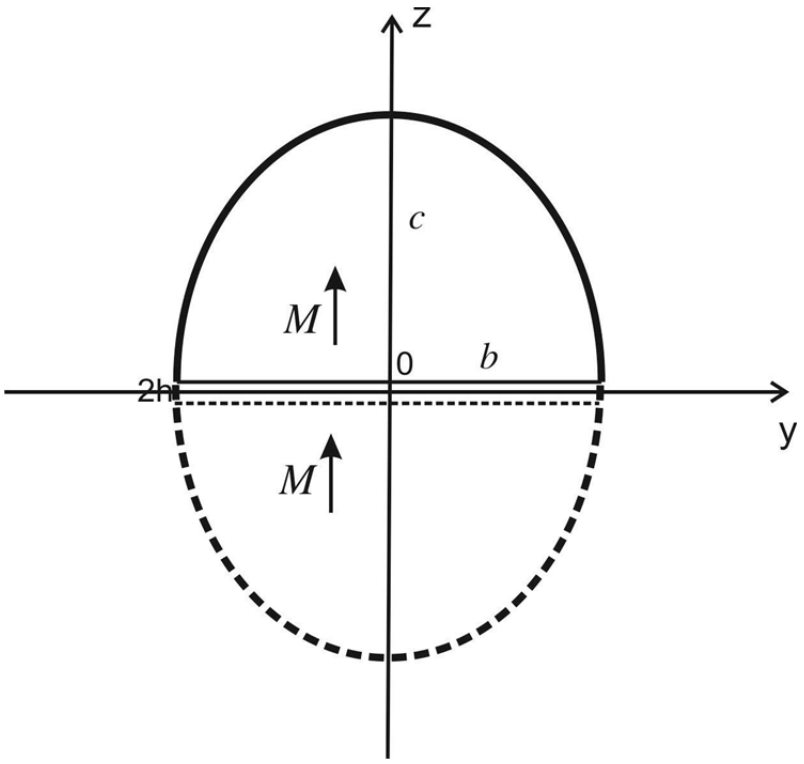


Рис. 1.

В этом случае задача сводится к вычислению силы притяжения двух половинок однородно намагниченного эллипсоида, которая имеет и самостоятельный интерес.

Для вычисления указанной силы раздвинем эти половинки на бесконечно малое расстояние $2h$ и найдем увеличение магнитостатической энергии W. Эта энергия будет определяться величиной энергии магнитостатического поля H в зазоре толщины $2h$ и будет равна

$$W = \frac{H^2}{8\pi} 4\pi a^2 2h = (4\pi M)^2 \frac{(1-n^{(z)})^2 a^2}{2} 2h ,$$

где $n^{(z)}$ - размагничивающий коэффициент эллипсоида вдоль полуоси c. Соответственно пондеромоторная сила сцепления половинок эллипсоидального магнита вдоль оси Z будет определяться выражением

$$F_Z = \frac{W}{2h} = (4\pi M)^2 \frac{(1-n^{(z)})^2 a^2}{2} . \qquad (1)$$

В случае вытянутого эллипсоида вращения ($c > a$) размагничивающий коэффициент определяется аналитической формулой [1]

$$n^{(z)} = \frac{1-e^2}{e^3}(\operatorname{arth} e - e); \qquad e = \sqrt{1-\frac{a^2}{c^2}} . \qquad (2)$$

Определим теперь форму эллипсоида, при которой сила сцепления половинок эллипсоидального магнита будет максимальной при заданном объеме эллипсоида

$$V = \frac{4}{3}\pi a^2 c = const \quad . \tag{3}$$

Используя условие (3) для эксцентриситета эллипсоида, получим

$$e = \sqrt{1 - \frac{3V}{4\pi c^3}} \quad . \tag{4}$$

Подставляя (3) в (2) и (1), находим трансцендентное уравнение для эксцентриситета эллипсоида, при котором сила сцепления (1) будет максимальна при заданном объеме (3)

$$3\frac{1-e^2}{e}\frac{dn^{(z)}}{de} + 1 - n^{(z)} = 0 \quad . \tag{5}$$

Численное решение уравнения (5) дает следующее значение эксцентриситета, при котором сила (1) будет максимальна

$$e = 0,625958 \quad . \tag{6}$$

В этом случае отношение полуосей эллипсоида будет составлять $a / c = 0,78$, а форма эллипсоида будет приблизительно иметь вид, представленный на рисунке 1. При любых других значениях отношений полуосей a / c сила сцепления (1) будет меньше при фиксированном объеме (3).

Пусть a_0 радиус шара, объем которого совпадает с объемом эллипсоида (3). Тогда эксцентриситет (4) будет равен

$$e = \sqrt{1 - \frac{{a_0}^3}{c^3}} \quad . \tag{7}$$

Учитывая соотношения (2) и (7), получим зависимость силы (1) от полуоси c и параметра a_0

$$F_Z = \frac{W}{2h} = 8(\pi M \cdot a_0)^2 (1 - n^{(z)})^2 (1 - e^2)\frac{c^2}{{a_0}^2} \tag{8}$$

На рисунке 2 изображен график этой зависимости в относительных величинах. Из графика видно, что сила имеет максимальное значение. Значение ординаты, соответствующее этому максиму, можно найти из (6) и (7)

$$\frac{c}{a_0} = \frac{1}{(1-e^2)^{1/3}} = 1,18029. \tag{9}$$

Относительное значение максимальной силы сцепления (8) согласно (9) и (6) будет равно

$$\frac{F_Z}{8(\pi M \cdot a_0)^2} = (1 - n^{(z)})^2 (1 - e^2)\frac{c^2}{{a_0}^2} = 0,451808 \quad . \tag{10}$$

Сравним это значение силы с силой сцепления шарового магнита такого же объема. Согласно (1) относительная сила сцепления шарового магнита определяется выражением

$$\frac{F_{Z\,шара}}{8(\pi M \cdot a_0)^2} = (1-n^{(z)})^2 = \left(\frac{2}{3}\right)^2 = 0{,}444444, \qquad (11)$$

так как для шара размагничивающий коэффициент $n^{(z)} = 1/3$. Соответственно отношение сил равно

$$\frac{F_Z}{F_{Z\,шара}} = 1{,}016569. \qquad (12)$$

Таким образом, максимальная сила сцепления эллипсоидального магнита оптимальной формы только на 1,7% превосходит силу сцепления шарового магнита такого же объема. Однако площадь соприкосновения эллипсоидального магнита с ферромагнетиком будет существенно меньше площади сферического магнита

$$\frac{\pi a^2}{\pi a_0^{\,2}} = 0{,}71785. \qquad (13)$$

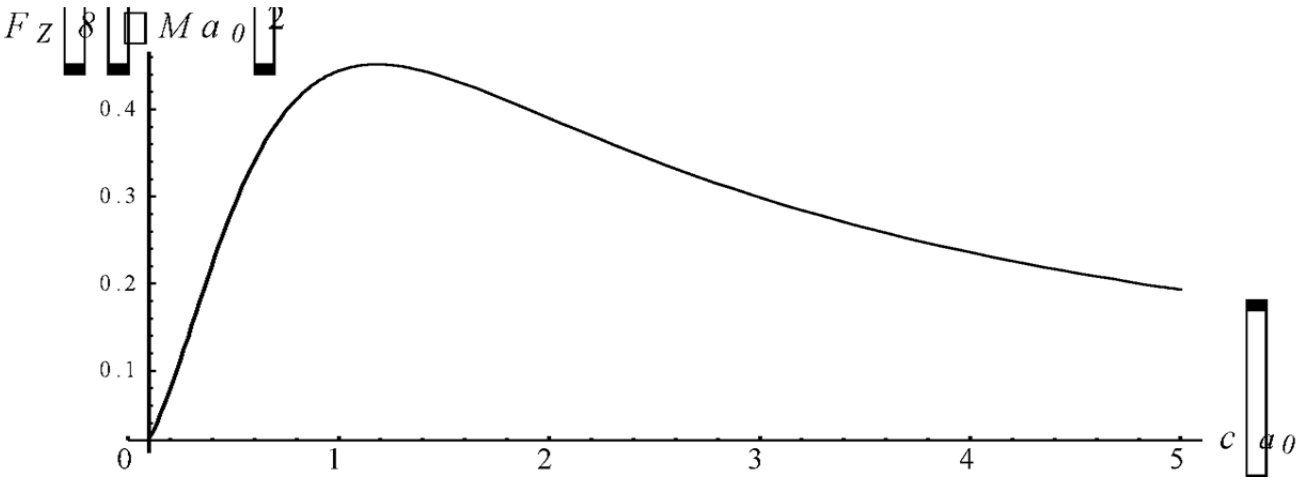


Рис. 2.

Список использованных источников:

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т 8. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука. 1982. – 620 с.

УДК 537.622.4

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ МИКРОПРОВОДА НА ДИНАМИКУ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ТИПА «HEAD-TO-HEAD»

Лебле С.Б.

Д.ф.-м.н., профессор, Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Савин В.В.

Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Родионова В.В.

К.ф.-м.н., Директор, Научно-Образовательный Центр
«Умные Материалы и Биомедицинские Приложения»
Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Аннотация. *В работе аналитически и экспериментально исследована динамика движения доменной границы (ДГ) в металлической жиле аморфного ферромагнитного микропровода в стеклянной оболочке. Для теоретических оценок был использован системно-аналитический подход к поиску частных решений непрерывной модели Гейзенберга. Для экспериментального исследования динамики движения доменной границы использован метод Сикстуса-Тонкса. В ходе выполнения работ количественно оценено влияние распределения неоднородности в металлической жиле микропровода по его длине на параметры движения (скорость, подвижность) ДГ.*

Ключевые слова: *Динамика доменной границы, уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта, влияние дефектов на доменную границу, скорость и ускорение доменной границы.*

INFLUENCE OF MICROWIRE INHOMOGENEITIES ON A HEAD-TO-HEAD DOMAIN WALL DYNAMICS

Leble S.B.

Prof., Immanuel Kant Baltic Federal University

Savin V.V.

Immanuel Kant Baltic Federal University

Rodionova V.V.

Dr. Assoc. Prof., head of the Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *The dynamics of the motion of a domain wall (DW) in a metal core of an amorphous ferromagnetic microwire in a glass shell is investigated analytically and experimentally. For theoretical estimates, a system-analytical approach was used to find particular solutions of the continuous Heisenberg model. The Sixtus-Tonks method was used to experimentally study the dynamics of the domain wall motion. The influence of the distribution of inhomogeneity in the metal core of the microwire along its length on the parameters of motion (velocity, mobility) of the DW was quantified in this work.*

Keywords: *Domain wall dynamics, generalized LLG, inhomogeneity impact on DW, DW velocity and acceleration.*

Introduction. The experimental evidence on a change of velocity of the DW propagation along the wire that may be interpreted as the DW acceleration was presented there [2]. As a reason of such phenomena the authors point out a presence of internal defects of the amorphous wire medium, as centers of nucleation [4]. A theoretical explanation of such phenomenon implies a modification of basic Landau-Lifshitz-Gilbert (LLG) equations that could account a dependence of a basic state on coordinates. We model the defect distribution as inhomogeneity nucleation field dependent on z, the coordinate along the wire axis. This work is a direct development of the results of our previous paper [5], where a version of the generalized LLG equation was derived and a class of solutions was proposed . The generalization accounts the inhomogeneity, imposed by the nucleation on defects, Here we do the next step in the LLG equation generalization, taking into account higher nonlinearity terms: our base is the transformed LLG equations, by transition from unit magnetization vector to unique complex field [7], proposing rearrangement of nonlinearities, that yields more tight link of the external magnetic field with a DW configuration. We also modify the algorithm of exact solution construction with the averaged inhomogeneity along z term account. The algorithm is based on a division of the transformed LLG equation to separate equations with the common representation of the solution [8]. The solution has such structure that allows specifying the velocity and acceleration of the DW propagation. The explicit formulas for the velocity and acceleration as function of the wire material parameters are derived and compared with observations.

Landau-Lifshitz-Gilbert equation transformation. The phenomenon of the DW propagation is modeled via LLG equation in a dimensionless form for the normalized magnetization vector $\vec{m}(\vec{r},t)$, assuming without loss of generality that the symmetry axis of the wire coincides with the z-axis of the reference frame.

$$-\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = \vec{m} \times J\nabla^2 \vec{m} + K(\vec{m}\cdot\vec{n})\,\vec{m}\times\vec{n} + \gamma\,\vec{m}\times\vec{H} - \alpha\,\vec{m}\times\frac{\partial \vec{m}}{\partial t}. \qquad (1)$$

where $\gamma = \mu g \mu_B$ is the (positive) gyromagnetic ratio, the Bohr magneton μ_B and the magnetic permeability μ, $\alpha \ll 1$ is the damping Gilbert parameter, $J > 0$ is the isotropic exchange energy coupling constant, K is the strength of an effective easy-axis anisotropy, $\vec{H} = (0,0,H)$ represents an applied longitudinal magnetic field, and $\vec{n}$ is the unit vector along z [6] .

We sketch the basic transformations, sending a reader to authors of [5] for details. Following [7] we introduce a complex variable $\Omega(\vec{r},t)$ such that

$$\exp(\Omega) = \frac{m^x + im^y}{1+m^z}. \qquad (2)$$

The general structure of magnetization field then is defined by the mentioned form. Then (1) transforms as

$$i(1-i\alpha)\Omega_t - \gamma H + J\nabla^2\Omega + (K - J(\nabla\Omega)^2)\tanh\left(\frac{\Omega+\Omega^*}{2}\right) = 0. \qquad (3)$$

The variable Ω is convenient to formulate an initial-boundary problem of a DW evolution, via an inversion of the transform (2). The space-time dependence on arguments of (2) is calculated from the following equation (3). As in [5] we introduce the background inhomogeneity part of magnetization as a real variable Ω_0, so, that $\Omega = \Omega_0 + \Omega'$. Plugging it in (3) and averaging, yields

$$(i+\alpha)\Omega'_t - \gamma H + J\nabla^2\Omega' + J\left(\overline{\nabla^2\Omega_0\tanh(\Omega_0)} + \overline{(\nabla\Omega_0)^2}\right)\tanh\mathrm{Re}\Omega' = 0, \qquad (4)$$

that we consider as the generalized LLG equation. The bar over term denotes the averaging via integral along z over leading period of inhomogeneity distribution.

Model for a background inhomogeneity. The model for the background inhomogeneity we take as the leading term in Fourier expansion harmonics in 1D Ω_0 oscillations, taking the only z component in the gradient.

$$\Omega_0 = \omega \sin\left(\frac{z}{a}\right), \frac{\partial(\Omega_0)}{\partial z} = \frac{\omega}{a}\cos\left(\frac{z}{a}\right), \quad (5)$$

where ω is amplitude and a - period of oscillations along z, see Figure 1.

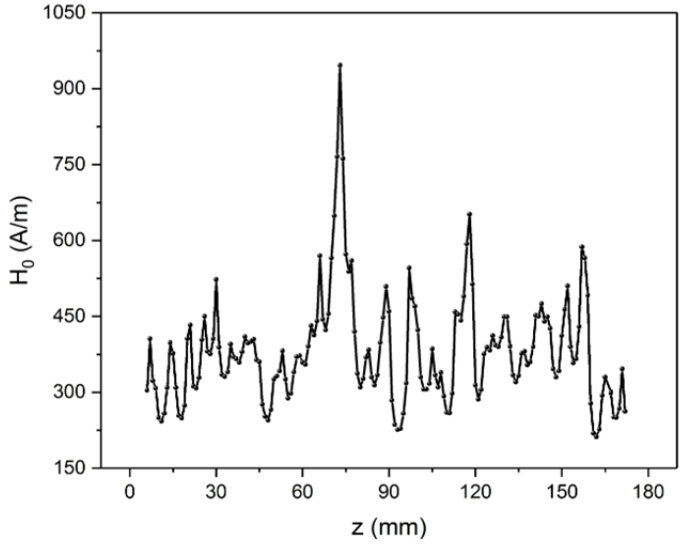


Figure 1: The values of H_0 in A/m as function of coordinate z in steps number, each step 1 mm.

Hence this term contribution in ς gives under conditon of $\alpha^2 \ll 1$.

$$\frac{J\alpha\left(\overline{\nabla^2\Omega_0\tanh(\Omega_0)} + \overline{(\nabla\Omega_0)^2}\right)}{\alpha^2+1} = \varsigma \approx J\alpha\left(\overline{\nabla^2\Omega_0\tanh(\Omega_0)} + \overline{(\nabla\Omega_0)^2}\right). \quad (6)$$

The average, by definition via integral by the period a, gives

$$\overline{(\sin(\frac{2\pi z}{a}))^2)} = \frac{1}{a}\int_0^a (\sin\left(\frac{2\pi z}{a}\right))^2 dz = \frac{1}{2}; \quad (7)$$

$$\overline{(\cos(\frac{2\pi z}{a}))^2)} = \frac{1}{a}\int_0^a (\cos\left(\frac{2\pi z}{a}\right))^2 dz = \frac{1}{2}\left(\frac{2\pi\omega}{a}\right)^2 \quad (8)$$

Velocity. Acceleration. We skip the details of calculations, that is done as in [8] with the extra term (last term in (3)) account. The expression for acceleration of DW follows from the general structure of the solution:

$$a_{dw} = \frac{\alpha\gamma H}{W(\alpha^2+1)}\varsigma = v_{dw}\varsigma, \quad (9)$$

where v_{dw} i is the DW velocity, $\frac{1}{W}$ is the DW length, while, by (6) and averaging procedure, one have the parameter

$$\varsigma = \alpha J\left[\left(\frac{2\pi\omega}{a}\right)^2\right], \quad (10)$$

Experiment. The velocity of domain wall in remagnetization process was measured by Sixtus-Tonks method, which based on the use of the EMF value induced in the two receiving coils during the magnetization reversal of the microwire. Schematic view of the multi-pickup coil system, the solenoid providing the homogeneous field, and the microwire are shown in Figure 2.

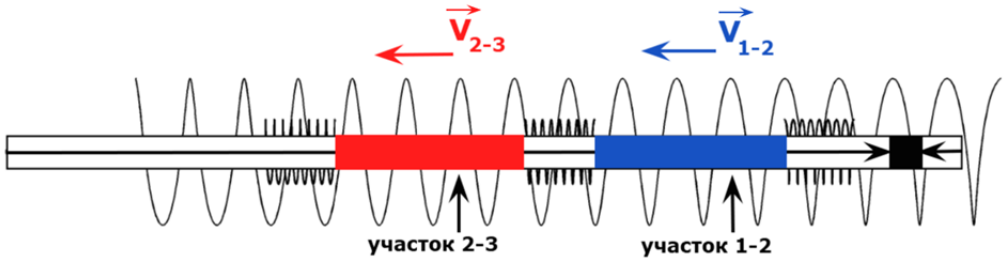


Figure 2: Schematic view of the multi-pickup coil system.

Both accelerated and decelerated types of motion of the domain wall were detected on samples of the same composition and diameters with different distribution of the nucleation fields (Fig. 3, 4).

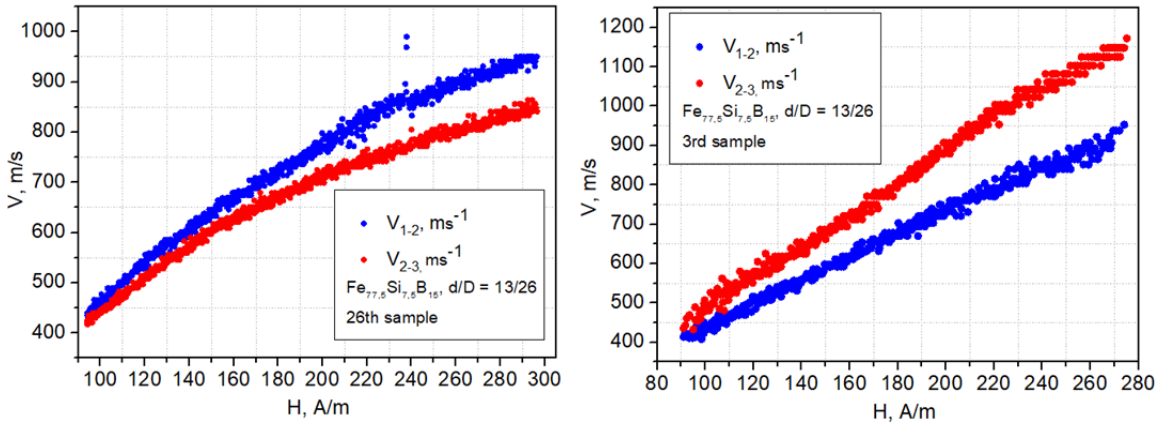


Figure 3,4: Field dependence of the velocity of motion of the domain wall in the process of magnetization reversal, $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$, d/D = 13/26.

Conclusion. A procedure which allows one to build a particular solution generalized LLG equation for inner core of the microwire with longitudinal inhomogeneities is introduced. The method of the LLG transformed equation division to zero terms allows one to obtain known exact solutions for the given model. When evaluating the acceleration value, only positive acceleration was considered: the variant with negative acceleration requires additional analysis.

References:

1. A. Zhukov et al, Magnetic properties of Fe-based glass-coated microwires // Journal of Magnetism and Magnetic Materials -1997, -170. -PP. 323-330.
2. V. Rodionova et al, The defects influence on domain wall propagation in bistable glass-coated microwires // Physica B. -2012. -407. –P. 1446.
3. A.S. Antonov el at, Residual quenching stresses in glass-coated amorphous ferromagnetic microwires. // Journal of Physics D. -2000. -33. –PP. 1161-1168.
4. M. Ipatov et al, Local nucleation fields of Fe-rich microwires and their dependence on applied stresses // Physica B. -2008. -403.
5. S. B. Leble and V. V. Rodionova, Dynamics of domain walls in a cylindrical amorphous ferromagnetic microwire with magnetic inhomogeneities. // Theoretical and Mathematical Physics -2020. -202:2. –P. 252.
6. M. Lakshmanan, The fascinating world of the Landau Lifshitz Gilbert equation: an overview // Philosophical Transactions of the Royal Society A. -2011. -369. –PP. 1280-1300.
7. Lakshmanan, M. and Nakamura, K. Landau-Lifshitz Equation of Ferromagnetism: Exact Treatment of the Gilbert Damping // Physical Review Letters. -1984. -53:26. -PP. 2497–2499.
8. M. Vereshchagin et al, Structure of head-to-head domain wall in cylindrical amorphous ferromagnetic microwire and a method of anisotropy coefficient estimation // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. -2020. -504.

УДК 537.622.4

ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРЕННОГО ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В БИСТАБИЛЬНОМ ФЕРРОМАГНИТНОМ МИКРОПРОВОДЕ

Савин В.В.

Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Родионова В.В.

К.ф.-м.н., Директор Научно-Образовательного Центра
«Умные Материалы и Биомедицинские Приложения»
Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Аннотация. *Исследована динамика движения доменной границы (ДГ) в аморфных ферромагнитных бистабильных микропроводах. Установлено, что в микропроводах может быть обнаружено три типа движения доменной границы: замедленное, ускоренное и равномерное. Предложена феноменологическая модель ускоренного движения ДГ, учитывающая влияние локальных дефектов по длине микропровода и влияние магнитного поля, приложенного перпендикулярно оси микропровода, на процесс перемагничивания.*

Ключевые слова: *Динамика доменной границы, влияние дефектов на скорость и ускорение доменной границы.*

INVESTIGATION OF ACCELERATED MOTION OF DOMAIN WALL IN A BISTABLE FERROMAGNETIC MICROWIRE

Savin V.V.

Immanuel Kant Baltic Federal University

Rodionova V.V.

Dr. Assoc. Prof., head of the Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *The dynamics of motion of a domain wall (DW) in amorphous ferromagnetic bistable microwires is investigated. Three types of motion of the domain wall in microwires have been established: decelerated, accelerated, and uniform. A phenomenological model of the accelerated motion of the DW is proposed, which takes into account the influence of local defects along the microwire and the transverse component of the magnetic field of the magnetizing solenoid.*

Keywords: *Domain wall dynamics, inhomogeneity impact on DW velocity and acceleration.*

В настоящее время большое внимание уделяется уникальным свойствам ферромагнитных бистабильных микропроводов в стеклянной оболочке, изготовленных методом Улитовского-Тейлора [1]. Благодаря своим размерам, микропровода являются крайне перспективным материалом для разработки и создания элементов магнитной памяти [2]. Быстродействие магнитных устройств на основе микропроводов напрямую зависит от скорости перемагничивания этих микропроводов, поэтому одной из главных целей исследования микропроводов является поиск способов ускорить этот процесс.

Процесс перемагничивания бистабильного микропровода осуществляется движением доменной границы [3,4]. Микронные геометрические размеры и аморфное состояние металлической жилы микропровода не позволяют подробно изучить процесс его

перемагничивания: особенности микромагнитной структуры и ее изменение во внешнем магнитном поле. Поэтому большинство современных исследований в данном направлении сфокусировано на изучении динамики движения доменных границ, т.е. в процессе перемагничивания микропровода. Метод Сикстуса-Тонкса – классический метод измерения скорости движения доменной границы в зависимости от величины внешнего магнитного поля [5]. Данный метод основан на вычислении скорости движения доменной границы V посредством измерения временного интервала T между двумя максимумами сигналов ЭДС, индуцированной в двух приёмных катушках, находящихся друг от друга на расстоянии L, во время перемагничивания микропровода.

$$V_{i-i+1} = \frac{L}{T_{i-i+1}}, \qquad (1)$$

где i, - номер приёмной катушки.

Способ определения типа движения доменной границы в процессе перемагничивания бистабильных ферромагнитных микропроводов основывался на последовательном измерении полевой зависимости скорости движения доменной границы на различных участках провода. Для обнаружения ускорения использовались серии приёмных катушек (от трёх до пяти, рис. 1) вместо двух приёмных катушек, которые используется в классическом методе. Для учёта вклада магнитного поля, направленного перпендикулярно оси микропровода, использовался дополнительный соленоид, намотанный на сердечник П-образной формы.

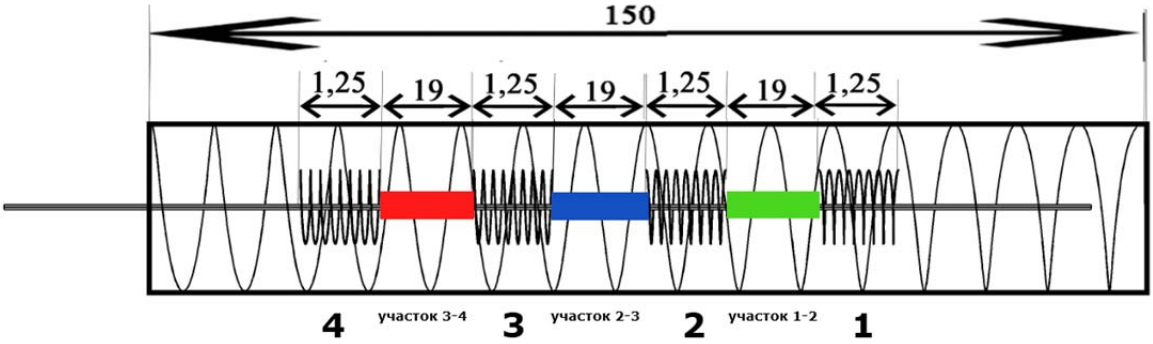


Рис. 1: Схематическое изображение намагничивающего соленоида, серии приёмных катушек и микропровода.

В процессе исследования было обнаружено три типа движения доменной стенки: ускоренное, равномерное и замедленное движение доменной границы в микропроводах с металлической жилой составов $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$, $Fe_{77}Si_{10}B_{10}C_3$, $Fe_{47,42}Ni_{26,6}B_{12,99}Si_{11}C_{1,99}$ с различными поперечными размерами. На рисунке 2 приведены типичные изменения полевой зависимости скорости движения доменной стенки для ускоренного и замедленного движения, обнаруженного на разных участках образца микропровода из сплава $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$ длиной 10 см. На рисунке видно, что на участке между приемными катушками 2 и 3 скорости принимают меньшие значения, чем на участке между приемными катушками 1 и 2, - стенка движется с отрицательным ускорением. При этом, на участке между приемными катушками 3 и 4 значение скорости больше, чем между приемными катушками 2 и 3, - стенка движется с положительным ускорением. На других образцах того же состава также наблюдалась комбинация нескольких типов движения доменной стенки. При приложении дополнительного магнитного поля, направленного перпендикулярно оси микропровода, скорость движения доменной границы уменьшалась на участке от начала своего движения до места приложения этого поля и увеличивалась после прохождения участка приложения поперечного поля.

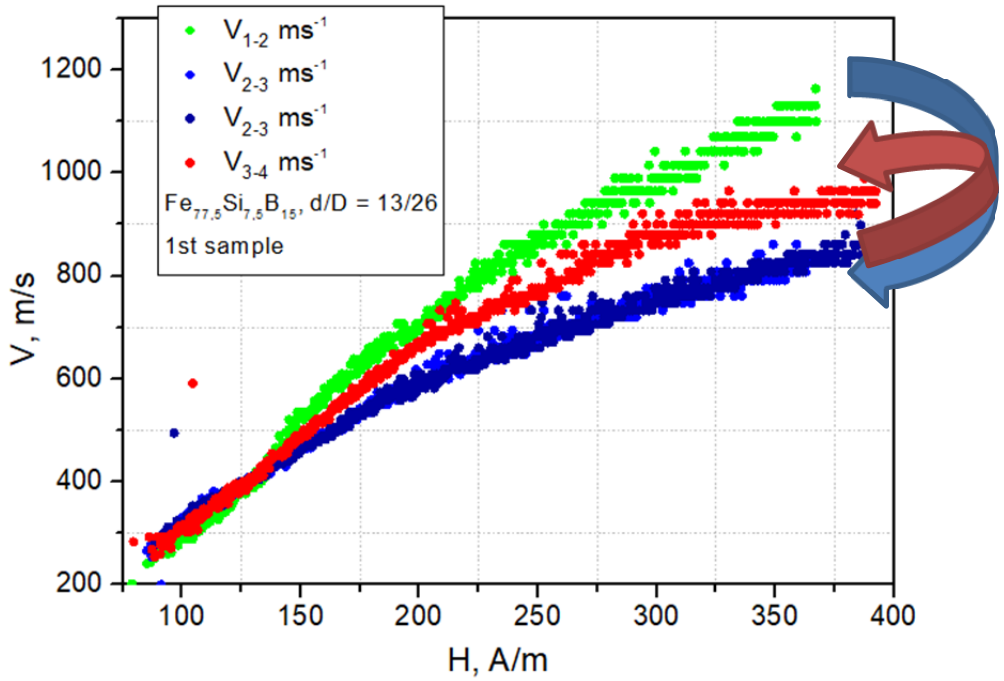


Рис. 2: Полевая зависимость скорости движения доменной границы в процессе перемагничивания микропровода, $Fe_{77,5}Si_{7,5}B_{15}$, d/D = 13 мкм/26 мкм.

Установлено, что тип движения доменной стенки определяет не состав или поперечные размеры микропровода, а распределение полей зарождения доменной стенки (распределение локальных дефектов различной природы по длине микропровода) и наличие и величина дополнительно приложенного поперечного магнитного поля. Предложена феноменологическая модель ускоренного движения, качественно описывающая влияние локальных дефектов вдоль оси микропровода и влияние магнитного поля, направленного перпендикулярно к оси микропровода, на процесс движения доменной границы.

Список использованных источников:

[1] Родионова В.В. Статические и динамические магнитные свойства аморфных микропроводов и их систем // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. – Москва. (2010).

[2] Ipatov M. Studies of magnetic properties of amorphous microwires with high technological interest, Dissertation to opt for the degree of Doctor of Science. - San Sebastián, 2008.

[3] Panina L.V., Ipatov M., Zhukova V., Zhukov A. Domain wall propagation in Fe-rich amorphous microwires // Physica B —2012. — V. 407. — P. 1442-1445

[4] Himenez A., Rafael P. del Real, Vazquez M. Controlling depinning and propagation of single domain-walls in magnetic microwires // Eur. Phys. J. B — 2013. —V. 86. —P: 113

[5] Sixtus K.J., Tonks L. Propagation of Large Barkhausen Discontinuities. II // Physical Review — 1932—V. 42 — P.419

УДК 537.622.4

ВЛИЯНИЕ АЦЕТОНА НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АМОРФНОГО СПЛАВА НА ОСНОВЕ КОБАЛЬТА, ПОДВЕРГНУТОГО РАЗЛИЧНЫМ ВОЗДЕЙСТВИЯМ

Скулкина Н.А.

д.ф.-м.н., с.н.с., профессор департамента фундаментальной и прикладной физики, Институт естественных наук и математики УрФУ

Денисов Н.Д.

Магистрант, Институт естественных наук и математики УрФУ

Некрасов Е.С.

Магистрант, Институт естественных наук и математики УрФУ

Аннотация. *В работе исследовано влияние взаимодействия поверхности ленты аморфного сплава Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B с ацетоном на распределение намагниченности и магнитную проницаемость. Ацетон широко используется для очистки и обезжиривания поверхности различных материалов, входит в состав клеев, лаков, красок. Учет влияния ацетона на магнитные характеристики способствует предотвращению нежелательных последствий ухудшения магнитных свойств и получению корректных результатов исследования.*

Ключевые слова: *аморфные магнитомягкие сплавы, термообработка, магнитная проницаемость, распределение намагниченности, константа магнитострикции, ацетон, вода.*

INFLUENCE OF ACETONE ON THE MAGNETIC CHARACTERISTICS OF AN AMORPHOUS COBALT-BASED ALLOY SUBJECTED TO VARIOUS ACTIONS

Skulkina N.A.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, professor in Department of Fundamental and Applied Physics, Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Denisov N.D.

Master student in Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Nekrasov E.S.

Master student in Institute of Natural Sciences and Mathematics, UrFU

Annotation. *The influence of the ribbon surface interaction an amorphous Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B alloy with acetone on the magnetization distribution and magnetic permeability is investigated. Acetone is widely used for cleaning and degreasing the surfaces of various materials, is a part of adhesives, lacquers, paints. Taking into account the effect of acetone on magnetic characteristics helps to prevent undesirable consequences of magnetic properties deterioration and to obtain correct research results.*

Keywords: *amorphous soft magnetic alloys, heat treatment, magnetic permeability, magnetization distribution, magnetostriction constant, acetone, water.*

This paper presents the results of an acetone interaction study on the magnetic characteristics of amorphous soft magnetic alloy AMAG-172 (Co-Ni-Fe-Cr-Mn-Si-B). Studies were performed on samples in the form of strips with dimensions of 100x10x0.020 mm. The samples, as-quenched and pre-annealed in air at temperatures of 370 and 380°C with isothermal holding of 10 and 40 minutes were immersed in acetone for 20 and 46 hours. Such heat treatments (HT) form ribbons states with different signs of constant magnetostriction [1]. The magnetization distribution: the volumes of domains with orthogonal (V_{ort}) and planar (parallel to the ribbon plane) magnetization oriented along (V_{180}) and across (V_{90}) the ribbon axes were determined using the author's method [2]. Table 1 shows the magnetic characteristics of the investigated samples in the state before the acetone treatment (AT), and their relative change as a result of AT in the diagram (Fig. 1). Studies have shown that AT for 20 hours in a state with $\lambda s>0$ (HT 380°C) practically does not change μ_{max} and V_{ort} but increases the sharpness of the magnetic texture $\eta= (V_{180}/V_{90})$. The increase μ_{max} in the state with $\lambda s<0$ (HT 370°C) as result AT is associated with a decrease in V_{ort}; in the as-quenched state, μ_{max} and V_{ort} do not change, but as well as after HT at 370°C, η decreases. Increasing the AT duration leads to an increase in V_{ort} and a decrease in the degree of η growth. Intermediate water treatment of the ribbon surface in some ways increases the degree of AT. For 9 months, the ribbon magnetic characteristics change the same regardless of the λ_s sign: V_{ort} increases, μ_{max} and η decreases; the magnetic characteristics are stable in the as-quenched state. Obtained results are satisfactorily explained by considering the ratio of internal stress levels and predominantly flat anisotropic compressive stresses induced by deoxidation and dehydrogenation of the ribbon as a result acetone action.

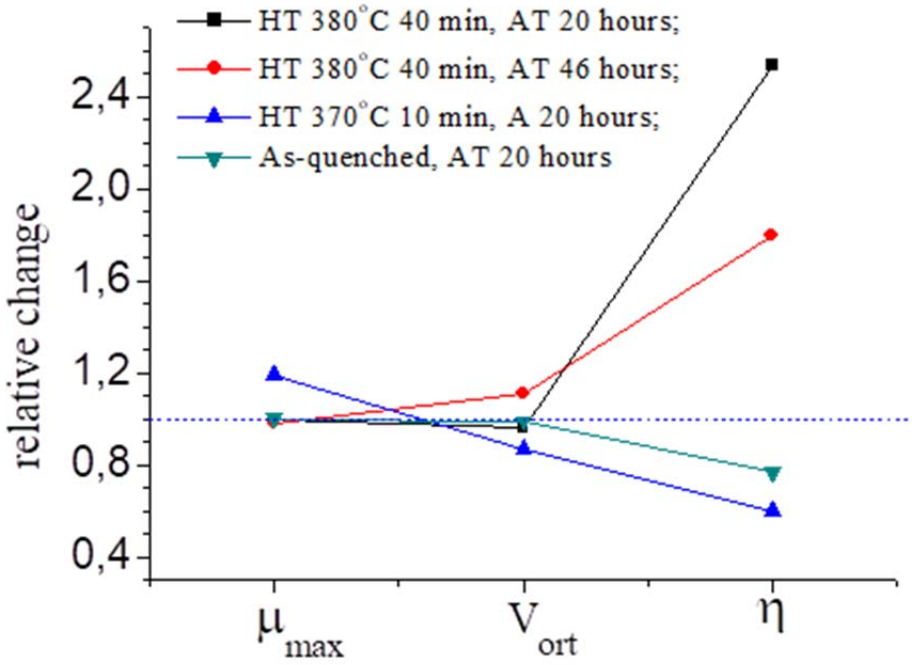


Fig.1. Effect of acetone treatment (AT) 20 and 46 hours the ribbon surface after heat treatment (HT) in the states with ls>0 (380oC, 40 min series 1 and 2) and ls<0 (370oC, 10 min and in as-quenched state, series 3 and 4) on the changing in magnetic characteristics

Table 1. The magnetic characteristics of the investigated samples in the state before the acetone treatment

Series	μ_{max}	V_{ort}, %	η
1	370000	11,5	2,85
2	430000	7.0	1,54
3	540000	13.4	2,71
4	46000	13.1	1,88

Supported by Ministry of Education and Science of the Russian Federation, project FEUZ-2020-0051.

References:

1. Skulkina N.A., Denisov N.D., Boyarchenkov A.S., Nekrasov E.S. Effect of Chemically Active Medium on Magnetic Characteristics of Soft Magnetic Co-Based Amorphous Alloy / Physics of Metals and Metallogr.– No. 6, Vol. 121, 2020. P. 520–525.

2. Skulkina N.A., Ivanov O.A., Blinova O.V. Mikhalitsyna E.A., Denisov N.D., Chekis V.I.,.Mazeeva A.K, Kuznetsov P.A., Influence of a polymer coating and the compacting pressure on the magnetic properties of cobalt-based amorphous alloys / Phys. Met. Metallogr..– No. 2, Vol. 118, 2017. P. 1176–1183.

УДК 621.318.12/678.074

СТРУКТУРООБРАЗОВАНИЕ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ МАГНИТНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Степанов Г.В.

начальник лаборатории магнитных пигментов и композитов АО «ГНИИХТЭОС» Москва

Борин Д.Ю.

к.т.н. научный сотрудник, Институт Мехатронного Машиностроения, Технический Университет Дрездена, Германия.

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных свойств магнитоактивных эластомеров (магнитных композитов) с магнитотвёрдым наполнителем. Выявлено, что особенности магнитных свойств таких композитов определяются не только свойствами наполнителя, но и упругими свойствами полимерной матрицы. Процессы намагничивания и перемагничивания таких материалов связаны с процессами структурирования и вращения частиц внутри полимерной матрицы.*

Ключевые слова: *магнито-активный эластомер, гистерезис, магнитотвёрдый, неодимовый магнит*

STRUCTURE FORMATION DURING MAGNETIZATION AND REMAGNETIZATION OF MAGNETIC ELASTOMERS

Stepanov G.V.

Head of the laboratory of magnetic pigments and composites of JSC "GNIIKHTEOS" - Russian Technological Institute

Borin D.Yu.

Ph.D. Institute of Mechatronic Engineering, Technische Universitat Dresden, 01062 Dresden, Germany.

Annotation. *The work is devoted to the study of the magnetic properties of magnetoactive elastomers (magnetic composites) with a hard magnetic filler. It was revealed that the features of the magnetic properties of such composites are determined not only by the properties of the magnetic filler, but also by the elastic properties of the polymer matrix. The processes of magnetization and remagnetization of such materials are associated with the structuring and rotation of particles within the polymer matrix.*

Keywords: *magnetically active elastomer, hysteresis, hard magnetic, neodymium magnet*

Популярным научным направлением в последние годы стало исследование магнитных эластомеров, свойства которых изменяются под действием магнитного поля. Такие материалы относятся к классу так называемых «умных» материалов («smart materials»). Изначально они были названы магнитореологическим эластомерам, поскольку их вязкоупругие свойства изменяются под действием магнитного поля. Однако, в дальнейших исследованиях выяснилось, что данный тип материалов обладает широким спектром свойств, таких как магнитодеформационный и магнитострикционный эффект,

магниторезистивный, магнитопьезорезистивный и магнитооптический эффект, эффект памяти формы [1] и др. Поэтому в научной литературе используются более общие названия, такие как магнитоактивные эластомеры (МАЭ), магнитные гели, и др. Данные материалы представляют собой композит из магнитных частиц, как правило магнитомягких, в эластичной полимерной матрице. Дальнейшим развитием классических МАЭ является их наполнение смесью магнитожёстких и магнитомягких частиц. Создание композитов с таким сложным наполнением направлено на расширение свойств и применимости магнитореологических эластомеров в демпфирующих и сенсорных устройствах [2-3]. Первичные исследования магнитных свойств магнитореологических эластомеров со сложным наполнителем показало у них наличие аномальных свойств в процессе намагничивания и перемагничивания [4]. Чтобы разобраться в данных процессах, проводились исследования образцов композита на основе магнитотвёрдого наполнителя. В качестве такого наполнителя использовались порошки сплава неодим-железо-бор (NdFeB) с различными магнитными свойствами. Выявлено, что характер петли магнитного гистерезиса зависит не только от магнитных свойств магнитного наполнителя, но и от свойств полимерной матрицы. Если в жёсткой полимерной матрице петли гистерезиса практически совпадают для магнитного порошка и магнитного композита, то с понижением модуля упругости петля гистерезиса для композита начинает значительно изменяться. Коэрцитивная сила для магнитного композита с мягкой полимерной матрицей значительно снижается, как будто матрица наполнена магнитомягким наполнителем. Если сравнить петли гистерезиса для магнитного эластомера при разных полях намагничивания (рис 1), то видно, что с определённого поля петля гистерезиса становится уже и петли являются несимметричными. Несимметричность зависит от направления первичного намагничивания. В данном эксперименте исходный образец намагничивается в направлении точки 1, намагничивается ступенчато при максимальных полях 6, 9, 12, 15, 18 кЭ. Для каждого максимального поля измеряется полная петля гистерезиса. Движение по петле гистерезиса с точки 1 до точки 2 обозначено «Forv», а от точки 2 к точке 1 обозначено как «Back». Рассмотрим подробно петли гистерезиса, а именно зависимость величины коэрцитивной силы от максимального поля намагничивания (рис. 2)

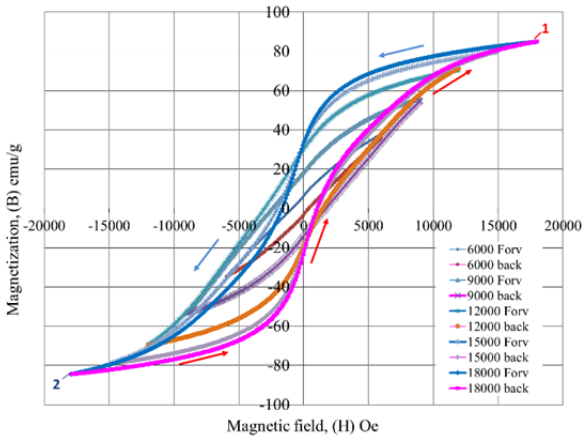


Рис.1 Петли гистерезиса МАЭ для магнитных полей 6, 9, 12, 15, 18 кЭ

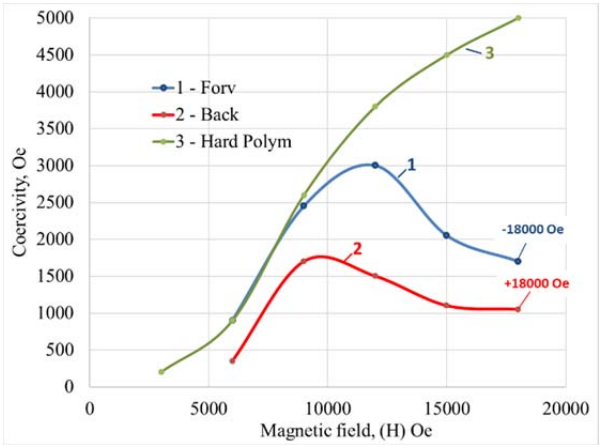


Рис.2 Коэрцитивная сила МАЭ в зависимости от величины и направления поля намагничивания. 1,2- вниз и вверх для мягкой матрицы. 3 – жёсткая матрица

На рис 2 мы видим аномальные значения коэрцитивной силы в зависимости от максимального поля намагничивания, как для положительного, так и для отрицательного направлений. При увеличении поля намагничивания магнитожёсткого материала, коэрцитивная сила начинает расти. Для классического магнитожёсткого материала она непрерывно растёт до достижения магнитного насыщения материала. В нашем случае, после увеличения в средних магнитных полях, она начинает уменьшаться с увеличением поля

намагничивания. К тому же петля является несимметричной. Коэрцитивная сила (1) при перемагничивании из точки 1 в точку 2 (рис.1) почти в 2 раза выше коэрцитивной силы полученной при перемагничивании в исходную точку (1) из точки (2). Очевидно, что характер полученных кривых определяется как магнитными свойствами магнитожёсткого наполнителя, так и величиной упругости полимерной матрицы в которую помещены частицы.

Данный эффект связан с процессами вращения намагниченных магнитных частиц внутри полимерной матрицы. На первом этапе, когда магнитные поля небольшие и намагниченность магнитного наполнителя невелика, процесс перемагничивания (точки 1-2-1) идёт классическим образом. Процесс перемагничивания происходит за счет переориентации магнитного момента в соответствии с ориентацией магнитного поля. При увеличении поля намагничивания в направлении точки 1, происходит увеличение остаточной намагниченности наполнителя. При последующим перемагничивании из точки 1 в точку 2 (рис.1), часть частиц перемагничивается классическим образом, а часть частиц, имеющих больший магнитный момент не перемагничивается, а вращается, преодолевая силы упругости полимерной матрицы. Таким образом, изменяется направление намагниченности индивидуальных частицы и, соответственно, композита в целом. Это процесс квази-статистический, поскольку часть частиц вращается, а часть перемагничивается. По мере увеличения магнитного поля и увеличения остаточной намагниченности, всё больше частиц изменяют направление магнитного момента за счет изменения пространственной ориентации и величина кажущейся коэрцитивной силы уменьшается (кривая 1, рис. 2).

Асимметричность петли гистерезиса (рис.1) также отражает разница между коэрцитивными силами при различных направлениях магнитного поля (рис. 2). Эта разница зависит от направления первичного намагничивания и величины упругости полимерной матрицы. Если при первичном перемагничивании из точки 1 в направлении точки 2, частица при вращении преодолевает упругие силы полимерной матрицы, то при перемагничивании в начальное направление (из точки 2 в точку 1. рис 1), (кривая 2, рис.2) силы полимерной матрицы стремятся вернуть частицу в состояние её нормальной ориентации. Т.е. полимерная матрица в последнем случае старается развернуть частицу в направление её первоначальной ориентации (back) при намагничивании. Поэтому и коэрцитивная сила в этом направлении меньше (кривая 2, рис. 2), чем при первичном перемагничивании из точки 1 в точку 2, рис.1. (кривая 1, рис. 2). Для сравнения дана кривая зависимости коэрцитивной силы от поля намагничивания для композита с жёсткой матрицей (кривая 3, рис. 2). Рассмотренные эффекты должны быть приняты во внимание в контексте практических инженерных применений магнитореологических эластомеров, имеющих в своем составе магнитожесткий наполнитель.

Работа поддержана РФФИ №19-53-12039 и DFG No. Bo 3343/3-1

Список использованных источников:

1. Г.В. Степанов, Е.Ю. Крамаренко, Двенадцать свойств магнитоактивного эластомера. В сборнике: 17-я Международная плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. 2016. С. 187-197.
2. G. V. Stepanov, D. Yu. Borin, E. Yu. Kramarenko, Magnetoactive Elastomer Based on Magnetically Hard Filler: Synthesis and Study of Viscoelastic and Damping Properties // Polymer Science, Ser. A, 2014, Vol. 56, No. 5, pp. 603–613.
3. G.V. Stepanov ,A.V. Chertovich , E.Y. Kramarenko Magnetorheological and deformation properties of magnetically controlled elastomers with hard magnetic filler // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2012, Vol. 324, № 21, pp. 3448 – 3451.
4. G. V. Stepanov, D Yu Borin, A.V. Bakhtiiarov and P.A. Storozhenko. Magnetic properties of hybrid elastomers with magnetically hard fillers: rotation of particles // Smart Mater. Struct. 2017, V. 26, №3, 035060 (10pp), https://doi.org/10.1088/1361-665X/aa5d3c

УДК 537.611.3

КОМБИНИРОВАННОЕ ВЛИЯНИЕ СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННОГО ТОКА И ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ И ТРАНСФОРМАЦИЮ СТРУКТУРЫ СВЯЗАННЫХ МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ

Степанов С.В.

аспирант,
Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

Екомасов Е.Г.

профессор, д. ф.-м. н.,

Тюменский государственный университет, Тюмень, Россия, Башкирский государственный университет, Уфа, Россия,

Звездин К.А.

старший научный сотрудник, к.ф.-м.н.,

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Антонов Г.И.

аспирант,
Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

Аннотация. *Исследована структура и динамика намагниченности в вихревом спин-трансферном наноосцилляторе, который представляет собой трехслойный спин-вентильный магнитный нанодиск большого диаметра – 400 нм, при протекании через него спин-поляризованного тока. Показана возможность существования различных режимов движения вихрей: затухающие осцилляции вихрей, стационарные осцилляции вихрей и режим переключения полярности одного из вихрей. Определено время, за которое происходит выход на разные динамические режимы. Найдена зависимость гиротропной частоты от величины тока. Для численного расчета связанной динамики магнитных вихрей использован программный пакет для микромагнитного моделирования SpinPM.*

Ключевые слова: *обобщенное уравнение Ландау–Лифшица, магнитный вихрь, магнитные нанодиски, вихревой спин-трансферный наноосциллятор*

COMBINED EFFECT OF A SPIN-POLARIZED CURRENT AND EXTERNAL MAGNETIC FIELD ON THE DYNAMICS AND TRANSFORMATION OF THE STRUCTURE OF COUPLED MAGNETIC VORTEX

Stepanov S.V.

postgraduate,
Bashkir State University, Ufa, Russia

Ekomasov E.G.
professors, D.Sc. in Physical and Mathematical Sciences,
Tyumen State University, Tyumen, Russia Bashkir State University, Ufa, Russia

Zvezdin K.A.

senior Research Officer, PhD in Physical and Mathematical Sciences

Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Antonov G.I.

postgraduate,
Bashkir State University, Ufa, Russia

Annotation. *The structure and magnetization dynamics are investigated in a vortex spin-transfer nanooscillator, which is a three-layer spin-valve magnetic nanocolumn with a large diameter of 400 nm, under flowing spinpolarized current through it. It is demonstrated that different modes of motion of vortices may exist: decaying oscillations of vortices, stationary oscillations of vortices, and the mode of switching polarity of one of vortices. The time for which different dynamic modes are settled is determined. The dependence of the gyrotropic frequency on the current is found. The micromagnetic modeling software package, SpinPM, is used for numerical calculations of the dynamics of magnetic vortices.*

Keywords: *generalized Landau–Lifshitz equation, magnetic vortex, magnetic nanodiscs, vortex spin-transfer nanooscillator*

Большое внимание, в настоящее время, привлекают исследования переключения и возбуждения осцилляций намагниченности в магнитных наноструктурах с помощью спин-поляризованного тока и внешнего магнитного поля, которые могут позволить увеличить скорости устройств магнитной памяти, вплоть до терагерцового уровня. Интересны, в этом плане, микроволновые спин-трансферные наноосцилляторы (СТНО), которые отличаются относительно большим спектром частот осцилляций магнитных вихрей, реализуемых даже без приложения внешнего магнитного поля. Большинство таких структур имеют два магнитных слоя, разделенных немагнитной прослойкой. Одной из наиболее перспективных разновидностей СТНО, является вихревой, в котором магнитный вихрь реализуется как основное состояние в магнитных слоях. Появилось много работ, посвященных исследованию динамики магнитостатически связанных магнитных вихрей (см. например,[1,2]). Показано, , что для системы из двух взаимодействующих магнитных дисков, находящихся в вихревом состоянии, спектр колебаний магнитных вихрей может кардинально измениться. Также экспериментально найдена зависимость величины магнитного поля переключения полярности каждого из вихрей от величины поляризованного тока. В работе с помощью численного решения обобщенного уравнения Ландау-Лифшица, проведено исследование динамики и структуры двух дипольно связанных магнитных вихрей в СТНО большого диаметра 400 нм, с разными по толщине магнитными слоями под действием внешнего магнитного поля и спин-поляризованного электрического тока. Найдены различные режимы связанного движения вихрей (рис. 1). Построены траектории движения вихрей для случаев разных динамических режимов. Для случая стационарной динамики связанных вихрей обнаружена линейная зависимость частоты колебаний от величины тока. Показано, что переключение под действием тока полярности вихря для случая большого диаметра наноцилиндра возможно только в толстом слое с помощью динамического механизма переключения, сопровождающегося генерацией пары вихрь-антивихрь (рис. 2). Увеличение диаметра диска по сравнению со случаем нанодиска 200 нм [1] приводит к заметному увеличению интервала величин спин-поляризованного тока в которых существует стационарный режим связанных колебаний вихрей и увеличению критической величины тока для наступления режима переключения полярности одного из вихрей. Показана возможность управления частотой стационарного движения вихрей и подстройки амплитуды

управляющих токов с помощью внешнего магнитного поля. Построена зависимость величины магнитного поля, раздельно переключающего полярность вихрей от величины спин-поляризованного тока. Рассмотрены особенности динамического и квазистатического сценариев переключения полярности вихря при различных значениях поля/тока.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ (проект № 19-02-00316).

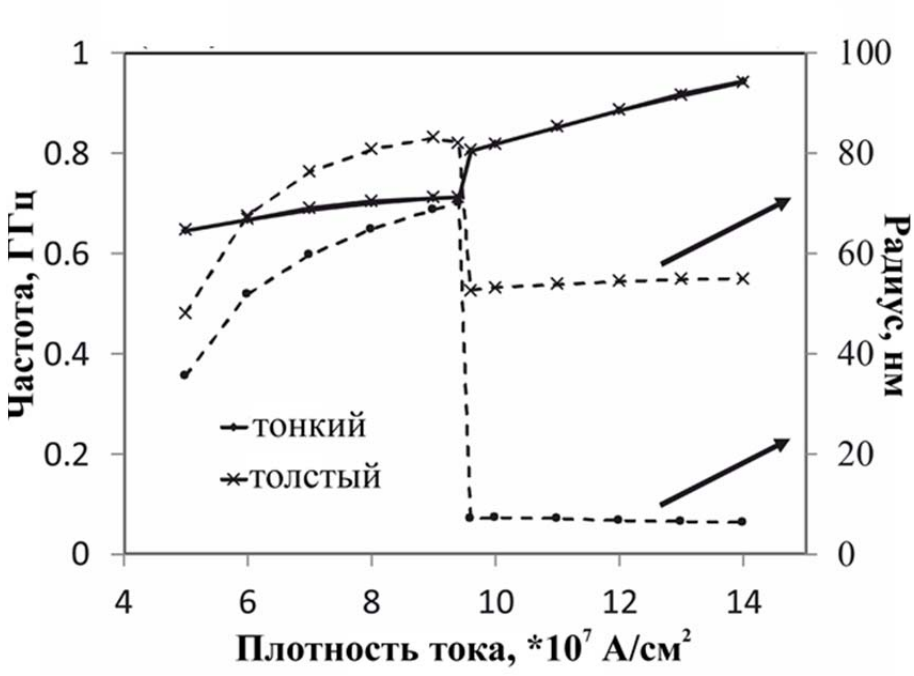


Рис. 1. Зависимость частоты и радиуса для стационарного режима движения центра вихрей от плотности тока.

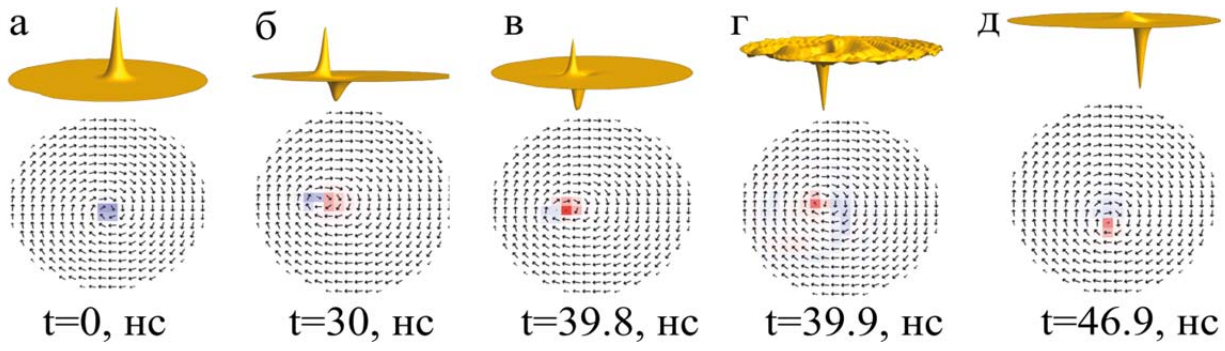


Рис. 2. Временная эволюция структуры вихря в толстом магнитном слое по результатам моделирования. Показано вверху трехмерное распределение компонента намагниченности по оси z перпендикулярной плоскости диска, внизу распределение компонент намагниченности в плоскости диска

Список использованных источников:

1. Ekomasov A., Stepanov S., Zvezdin K., Ekomasov E. Spin current induced dynamics and polarity switching of coupled magnetic vertices in three-layer nanopillars / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2019. Vol. 471. P. 513–520.
2. Екомасов Е.Г., Степанов С.В., Звездин К.А., Пугач Н.Г., Антонов Г.И. Влияние спин-поляризованного тока на динамику и изменение структуры магнитных вихрей в трехслойном проводящем наноцилиндре большого диаметра / Физика металлов и металловедение – № 3 , т. 122. – 2021. – С. 212-220.

УДК 537.624

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ПЛАНАРНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПЛЕНКАХ Co

Степушкин М.В.

к.т.н. научный сотрудник, ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Сизов В.Е.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Здоровейщев А.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, НИФТИ ННГУ

Здоровейщев Д.А.

студ., 2 курс, каф. ФПЭН, ННГУ

Кузнецов Ю.М.

асп., 3 год, каф. ФПЭН, ННГУ

Аннотация. *В пленках Co, покрытого платиной, исследованы зависимости планарного эффекта Холла от угла приложения магнитного поля. Для наблюдаемого в слабых полях необычного поведения полевых зависимостей проведено численное моделирование, основанное на наличии в пленках магнитной анизотропии, и проведено сопоставление экспериментальных данных с расчетами.*

Ключевые слова: *планарный эффект Холла, магнитная анизотропия*

INFLUENCE OF MAGNETIC ANISOTROPY ON THE PLANAR HALL EFFECT IN Co FILMS

Stepushkin M.V.

PhD, Researcher, Kotel’nikov Institute of Radio-Engineering and Electronics (IRE), Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Sizov V.E.

PhD, Senior Researcher, Kotel’nikov Institute of Radio-Engineering and Electronics (IRE), Russian Academy of Sciences, Fryazino Branch

Zdoroveyshchev A.V.

PhD, Senior Researcher, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Zdoroveyshchev D.A.

student Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Kuznetsov Yu.M.

graduate student, Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Annotation. *In platinum-coated Co films, the dependences of the planar Hall effect on the angle of application of the magnetic field are studied. For the unusual behavior of the field dependences observed in small fields, a numerical simulation was carried out based on the presence of magnetic anisotropy in the films, and the experimental data were compared with the calculations.*

Keywords: *planar Hall effect, magnetic anisotropy*

Важным этапом при создании приборов спинтроники на основе ферромагнитных пленок является контроль параметров материала, таких как коэрцитивная сила или наличие магнитной анизотропии. Использование для этих целей измерения эффекта Холла представляется интересным и информативным.

Исследовались пленки, представляющие собой слой кобальта толщиной 30, 40 или 50 нм, защищенный сверху слоем платины толщиной 5 нм, нанесенные на кремниевую высокоомную подложку (марка КЭФ-4000) методом электронно-лучевого испарения. Для измерения был выбран один из способов измерения эффекта Холла – метод Ван дер Пау. Данный метод позволяет наносить контакты на края пластины и не требует проведения литографии, что минимизирует повреждение ее поверхности.

Измерения проводились для всего диапазона углов магнитного поля, лежащего в плоскости пленки. Некоторые из полученных кривых для образца с толщиной слоя кобальта 30 нм приведены на рис. 1. Для других образцов общие формы кривых отличаются незначительно.

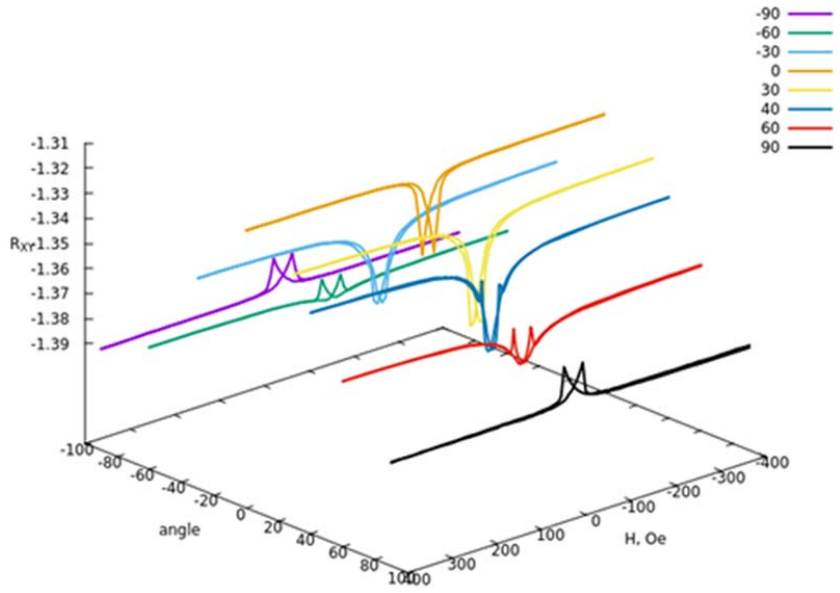


Рис. 1. Зависимость эффекта Холла от угла внешнего поля для образца с толщиной слоя кобальта 30 нм

Из всех полученных кривых можно выделить три типа, приведенные на рис. 2а-в.

Объяснить их форму можно в рамках простой модели, основанной на предположении об однородном развороте намагниченности без образования доменов. Согласно [1], планарный эффект Холла зависит от направления намагниченности пленки, которая соответствует минимуму плотности энергии магнитного поля. В нашем случае зависимость плотности энергии от углов запишем следующим образом:

$$U(H,\varphi) = -MHcos(\varphi - \alpha) - Kcos^2\varphi,$$

где M - намагниченность насыщения пленки

H - величина внешнего поля

K - энергия анизотропии

φ - угол между направлением намагниченности и осью анизотропии

α - угол между осью анизотропии и внешним полем

Из этого угла может быть найдено результирующее холловское напряжение:

$$V = \frac{1}{2}P_s M^2 jsin\big(2(\varphi - \beta)\big),$$

где P_S – характеристика материала

j – плотность тока

β - угол между осью анизотропии и направлением тока

В малых полях функция плотности энергии имеет помимо основного минимума еще и локальный. Из этого следует существование при одном и том же поле двух возможных углов намагниченности и соответственно двух возможных зависимостей эффекта Холла от приложенного поля. Этим объясняется наличие петли на экспериментальных графиках. Релаксация же до равновесного состояния, происходящая либо при исчезновении локального минимума, либо при достижении внешним полем значения коэрцитивной силы пленки, соответствует вертикальным линиям на графике.

На основе данной модели были построены графики 2г-е. Линии, соответствующие релаксации до равновесного состояния, отмечены на рис. 2г буквами A-B и A'-B'. Из графиков видно качественное согласование теоретических и практических кривых.

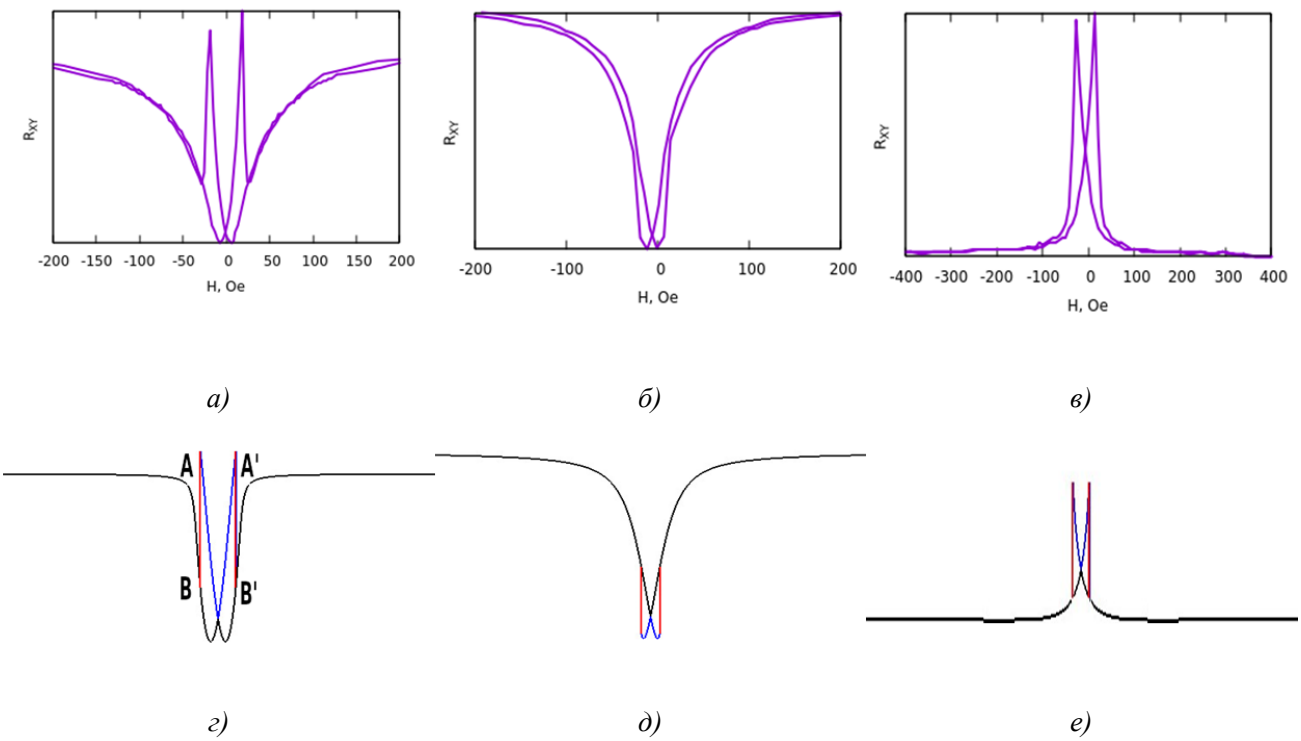


Рис. 2. Характерные экспериментальные (а-в) и расчетные (г-е) зависимости эффекта Холла при различных углах

Таким образом форма зависимости планарного эффекта Холла от величины и направления внешнего поля может быть объяснена наличием в пленке анизотропии и ненулевой коэрцитивной силы. Такие параметры пленки, как величина коэрцитивной силы, наличие и величина энергии анизотропии, могут быть вычислены из экспериментальных данных эффекта Холла, однако точные соотношения и оптимальный алгоритм проведения эксперимента нуждаются в дополнительном исследовании.

Работа выполнена в рамках государственного задания (проект № 0030-2119-0001) при частичной при частичной поддержке РФФИ (20-32-90032-Аспиранты), гранта Президента РФ (МК-445.220.2).

Список использованных источников:

1. E.M. Epshtein, A.I. Krikunov, Yu.F. Ogrin. Planar Hall effect in thin-film magnetic structures. Cobalt films on silicon substrates // Journal of Magnetism and Magnetic Materials — 2003. — V. 258–259 — P. 80–83

УДК 537.624

ВЛИЯНИЕ ГИДРИРОВАНИЯ НА ПРОЦЕССЫ НАМАГНИЧИВАНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ СО СТРУКТУРОЙ ФАЗ ЛАВЕСА

Терёшина И.С.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Илюшин А.С.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой физики твердого тела, Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Карпенков А.Ю.

к.ф.-м.н., доцент, Физико-технический факультет Тверского Государственного Университета

Аннотация. *Работа посвящена сравнительному исследованию процессов намагничивания многокомпонентных соединений типа $(R,Y)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2H_x$ в статических и импульсных магнитных полях. В качестве третьей редкоземельной компоненты R были использованы изотропный (Gd) и анизотропный (Tb) ионы. Проведен анализ кривых намагничивания для исходных и гидрированных составов. Установлено влияние гидрирования на межподрешеточные обменные взаимодействия.*

Ключевые слова: *редкоземельные соединения, гидриды, процессы намагничивания*

EFFECT OF HYDROGENATION ON MAGNETIZATION PROCESSES OF MULTICOMPONENT COMPOUNDS WITH STRUCTURE OF LAVES PHASES

Tereshina I.S.

Dr.Sc., leading researcher, Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University

Ilyushin A.S.

Dr.Sc., professor, head of Department of Solid State Physics, Faculty of Physics M.V. Lomonosov Moscow State University

Karpenkov A.Yu.

Dr., docent, Physico-Technical Faculty Tver State University

Annotation. *The work is devoted to a comparative study of the magnetization processes of multicomponent compounds of the $(R,Y)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2H_x$ - type in static and pulsed magnetic fields. Isotropic (Gd) and anisotropic (Tb) ions were used as the third rare-earth component R. The analysis of the magnetization curves for the parent and hydrogenated compositions is carried out. The effect of hydrogenation on the intersublattice exchange interactions has been established.*

Keywords: *rare earth compounds, hydrides, magnetization processes*

Соединения типа RFe_2 со структурой фаз Лавеса представляют интерес как с

фундаментальной, так и практической точек зрения. Материалы на основе RFe_2 в области магнитных фазовых переходов демонстрируют многофункциональные свойства, такие как магнитострикция и магнетокалорический эффект, и могут использоваться в различных областях науки и техники. Нередко данные материалы эксплуатируются в водородсодержащих средах, к которым относится в том числе и воздух. Известно, что водород, проникая в кристаллическую решетку соединений, может значительным образом менять их магнитные свойств. Соединения RFe_2 способны поглощать до 4 атомов водорода на формульную единицу. От количества поглощенного водорода зависит изменение свойств соединений RFe_2. Цель данной работы – исследовать влияние водорода на процессы намагничивания в многокомпонентных соединениях $(R,Y)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$, где R = Gd или Tb.

Подробности синтеза исходных соединений, их гидридов, а также аттестации всех полученных образцов методом рентгеноструктурного анализа можно найти в работах [1, 2]. Содержание водорода в образцах составляло 3 – 3.4 ат.Н/форм.ед. Исследование полевых зависимостей намагниченности образцов проводилось с помощью двух методик. В первом методе исследования намагниченности проводились в статических магнитных полях на стандартном оборудовании PPMS-14 в полях до 14 Тл. Во втором методе измерения намагниченности проводились в импульсных магнитных полях до 60 Тл с использованием специального оборудовании в лаборатории высоких магнитных полей (Дрезден, Германия). Экспериментальные данные, полученные в последнем случае, нормировались с помощью данных, полученных в статических полях.

Установлено, что в системах $(Gd,Y)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ и $(Tb,Y)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2$ наблюдается явление магнитной компенсации. Найдены компенсационные составы, подтверждающие наличие коллинеарной магнитной структуры. При введении водорода в кристаллическую решетку компенсационных составов их суммарная намагниченность становилась отличной от 0 благодаря увеличению намагниченности подрешетки Fe. Найденный новый компенсационный состав, содержащий сильноанизотропные ионы Tb^{3+}, свидетельствовал о том, что коллинеарная магнитная структура в тригидриде нарушается. Важно было провести исследования процессов намагничивания в сильных магнитных полях для всех тригидридов $(R,Y)_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2H_{\sim 3}$ с R = Gd или Tb. В результате проведенных экспериментов было установлено, что компенсационные составы не демонстрируют заметного роста намагниченности в магнитных полях до 60 Тл. В тоже самое время другие составы (за исключением состава $Y_{0.8}Sm_{0.2}Fe_2H_{\sim 3}$), наоборот, демонстрировали резкий рост намагниченности и способность достичь индуцированного внешним магнитным полем ферромагнитного состояния. Полученные результаты обсуждены в рамках модели трехподрешеточного магнетика с конкурирующими обменными взаимодействиями. Установлено влияние гидрирования на обменные взаимодействия между отдельными подрешетками.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ (проект № 18-13-00135). Авторы выражают благодарность доктору Горбунову Д.И. и доктору Терёшиной-Хитровой Е.А. за помощь в работе.

Список использованных источников:

1. Ilyushin A.S., Tereshina I.S., Pankratov N.Yu, Aleroeva T.A., Umhaeva Z.S., Karpenkov A.Yu, Kiseleva T.Yu, Granovsky S.A., Doerr M., Drulis H., Tereshina-Chitrova E.A. The phenomenon of magnetic compensation in the multi-component compounds $(Tb,Y,Sm)Fe_2$ and their hydrides // Journal of Alloys and Compounds.– 2020. – v. 847. – P. 155976.

2. Алероева Т.А., Илюшин А.С., Умхаева З.С., Панкратов Н.Ю., Терешина И.С. Особенности полевых и температурных зависимостей магнитострикции многокомпонентных сплавов $Sm_{0.2}(Y,Tb)_{0.8}Fe_2$ // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия, – 2020.– № 3. – P. 59 - 67.

УДК 537.634:532.529.6

НАМАГНИЧИВАНИЕ КАПЛИ МАГНИТНОЙ ЖИДКОСТИ И НЕУСТАНОВИВШЕЕСЯ ТЕЧЕНИЕ ВНУТРИ И ВНЕ ЕЕ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Тятюшкин А.Н.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, НИИ механики МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Теоретически исследуются намагничивание и малые деформационные колебания капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле. Капля взвешена в несмешивающейся с ней другой магнитной жидкости. Переменное магнитное поле вызывает неустановившееся течение внутри и вне капли. Изменение магнитного поля настолько медленное, что может быть использовано приближение квазистационарного магнитного поля.*

Ключевые слова: *магнитная жидкость, переменное магнитное поле, намагничивание, неустановившееся течение*

MAGNETIZATION OF A MAGNETIC LIQUID DROP AND UNSTEDY FLOW INSIDE AND OUTSIDE IT IN AN ALTERNATING MAGNETIC FIELD

Tyatyushkin A.N.

Ph.D., research scientist, Institute of Mechanics, Moscow State University

Annotation. *Magnetization and small steady-state deformational oscillations of a drop of magnetic liquid in a non-stationary uniform magnetic field are theoretically investigated. The drop is suspended in another magnetic liquid immiscible with the former. The non-stationary magnetic field causes unsteady flow inside and outside the drop. The variation of the magnetic field is so slow that the approximation of quasi-stationary magnetic field may be used.*

Keywords: *magnetic liquid, non-stationary magnetic field, magnetization, unsteady flow*

Под действием приложенного переменного магнитного поля капля намагничивающейся жидкости, взвешенная в несмешивающейся с ней намагничивающейся жидкости с другой магнитной проницаемостью, деформируется. При этом, поскольку поле переменное, ее форма меняется. Изменение формы капли вызывает течение в жидкостях внутри и вне капли. Исследование этого явления представляет интерес с точки зрения приложения к активации движения жидкостей в различных устройствах, в том числе использующихся в микрофлюидике. Кроме того, изучение этого явления представляет интерес с точки зрения фундаментальной науки.

Результаты экспериментального и теоретического исследования поведения капель магнитной жидкости в переменных магнитных полях представлены в работах [1]–[6]. Изучалось также и поведение в переменном магнитном поле капель обычной жидкости, взвешенных в магнитной жидкости [7].

В работах [1]–[2], [4] и [6] для теоретического описания поведения капли магнитной

жидкости в переменном магнитном поле использовались модели, основанные на довольно сильных допущениях о форме капли и течении внутри и вне ее. В работах [3] и [5] использовались асимптотические методы. В данной работе также предполагается решить задачу о форме капли и течении при помощи асимптотических методов без использования допущений о форме капли и течении внутри и вне ее. В рамках такого подхода форма капли, напряженность магнитного поля, скорость и давлении в течении определяются из системы уравнений и граничных условий, описывающих магнитное поле и течение. При этом для того, чтобы асимптотические методы можно было применять, деформации капли считаются малыми. Предполагается исследовать неустановившееся течение внутри и вне капли вязкой намагничивающейся жидкости, взвешенной в несмешивающейся с ней другой вязкой намагничивающейся жидкости в переменном магнитном поле, с учетом влияния формы капли на поле и течение. Данный подход использовался также в работах [8]–[10], в которых теоретически исследовалось поведение капли магнитной жидкости в переменных полях в приближении квазиустановившегося течения.

Цель данной работы — решить задачу о форме капли и течении внутри и вне ее без использования приближения квазиустановившегося течения с тем, чтобы учесть влияние инерции.

Рассмотрим каплю несжимаемой вязкой магнитной жидкости, взвешенную в несмешивающейся с ней несжимаемой вязкой магнитной жидкости, к которой приложено однородное переменное магнитное поле с напряженностью $\boldsymbol{H}_\mathrm{a}$. Размеры капли настолько малы, что числа Рейнольдса являются достаточно малыми, так что можно пренебречь конвективной производной скорости. При этом деформации капли настолько быстрые, что числа Струхаля не являются малыми. Коэффициенты электропроводности жидкостей настолько малы, что выполняется приближение феррогидродинамики (см. [3]). Изменения магнитного поля — настолько медленные, что можно использовать квазистационарное приближение для поля. Пусть η_i, ρ_i, μ_i, η_e, ρ_e и μ_e — вязкости, плотности и магнитные проницаемости жидкости капли и окружающей ее жидкости соответственно. Будем считать поверхностное натяжение границы раздела жидкостей σ_s достаточно большим, чтобы деформации капли можно было считать малыми. Пусть a — радиус недеформированной капли.

Система уравнений, позволяющая найти напряженность магнитного поля, скорость и давление как функции радиус-вектора и времени при сделанных выше предположениях, состоит из уравнения неразрывности для несжимаемой жидкости, уравнения движения в приближении малых чисел Рейнольдса для немалых чисел Струхаля, уравнений Максвелла в квазистационарном приближении и приближении феррогидродинамики и материального соотношения, связывающего магнитные величины в среде.

Граничные условия на границе раздела жидкостей включают в себя условия непроницаемости и непроскальзывания, условие для скачка нормальной составляющей вектора напряжений, условие непрерывности его тангенциальной составляющей, условие непрерывности тангенциальной составляющей напряженности магнитного поля и условия непрерывности нормальной составляющей магнитной индукции. Кроме того скорость, давление и напряженность магнитного поля должны удовлетворять граничным условиям на бесконечности и условиям ограниченности.

Для решения задачи используются известное представление магнитного поля в виде мультипольного разложения [12] и полученное как обобщение общего решения Лэмба для установившихся течений [13] общее решение уравнений для неустановившегося течения, выраженное через неприводимые тензоры. При таком подходе напряженность магнитного поля, скорость и давление ищутся в виде рядов со скалярными, векторными и тензорными коэффициентами, для которых получаются соотношения, позволяющие определить эти коэффициенты. С использованием этих соотношений коэффициенты ищутся в виде асимптотических разложений по параметру

$$\alpha = \frac{9a\mu_{\mathrm{e}}H_{\mathrm{am}}^2}{32\pi\sigma_{\mathrm{s}}},$$

малость которого обеспечивает малость деформаций капли. Здесь H_{am} — максимальное значение модуля напряженности приложенного поля.

Скорость течения и давление в нем, напряженность магнитного поля и форма капли ищутся с точностью до членов первого порядка по α.

С точностью до членов первого порядка в колеблющемся магнитном поле с $\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}=H_{\mathrm{am}}\cos(\omega t)\boldsymbol{k}$, где t — время, ω — угловая частота, $\boldsymbol{k}$ — некоторый единичный вектор, поверхность капли представляет собой эллипсоид вращения с осью, направленной вдоль вектора $\boldsymbol{k}$, и с полуосями a_1, a_2 и a_3, которые зависят от времени следующим образом

$$a_1 = a_2 = a\left\{1 - \frac{\alpha}{6}\left(\frac{\mu_{\mathrm{i}}-\mu_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{i}}+2\mu_{\mathrm{e}}}\right)^2\left[1+|\zeta|\cos\left(2\omega t-2\phi\right)\right]\right\},\ a_3 = a\left\{1 + \frac{\alpha}{3}\left(\frac{\mu_{\mathrm{i}}-\mu_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{i}}+2\mu_{\mathrm{e}}}\right)^2\left[1+|\zeta|\cos\left(2\omega t-2\phi\right)\right]\right\},$$

$$\phi = \frac{1}{2}\operatorname{arctg}\left(-\frac{\operatorname{Im}\zeta}{\operatorname{Re}\zeta}\right),\quad \zeta = \left\{1 - \frac{i\omega\tau}{48}\frac{\left(\eta_{\mathrm{i}}^2 p_{1\mathrm{ii}} + \eta_{\mathrm{i}}\eta_{\mathrm{e}} p_{1\mathrm{ie}} + \eta_{\mathrm{e}}^2 p_{1\mathrm{ee}}\right)\operatorname{th}\kappa_{\mathrm{i}} + \eta_{\mathrm{i}}^2 p_{0\mathrm{ii}} + \eta_{\mathrm{i}}\eta_{\mathrm{e}} p_{0\mathrm{ie}} + \eta_{\mathrm{e}}^2 p_{0\mathrm{ee}}}{\eta_{\mathrm{e}}\left[\left(\eta_{\mathrm{i}} p_{1\mathrm{i}} + \eta_{\mathrm{e}} p_{1\mathrm{e}}\right)\operatorname{th}\kappa_{\mathrm{i}} + \eta_{\mathrm{i}} p_{0\mathrm{i}} + \eta_{\mathrm{e}} p_{0\mathrm{e}}\right]}\right\}^{-1},$$

$$\tau = \frac{4\eta_{\mathrm{e}}a}{\sigma_{\mathrm{s}}},\quad \kappa_{\mathrm{i}} = \sqrt{\frac{\rho_{\mathrm{i}}\eta_{\mathrm{e}}}{\rho_{\mathrm{e}}\eta_{\mathrm{i}}}}\kappa_{\mathrm{e}},\quad \kappa_{\mathrm{e}} = (1-i)\sqrt{\frac{\rho_{\mathrm{e}}\omega a^2}{\eta_{\mathrm{e}}}},$$

$$p_{1\mathrm{i}} = \left(\kappa_{\mathrm{i}}^4 + 15\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 30\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}} + 1\right),\quad p_{1\mathrm{e}} = -3\left(2\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 5\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}}^2 + 5\kappa_{\mathrm{e}} + 5\right),$$

$$p_{0\mathrm{i}} = -5\kappa_{\mathrm{i}}\left(\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 6\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}} + 1\right),\quad p_{0\mathrm{e}} = \kappa_{\mathrm{i}}\left(\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 15\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}}^2 + 5\kappa_{\mathrm{e}} + 5\right),$$

$$p_{1\mathrm{ii}} = 3\left(\kappa_{\mathrm{i}}^6 + 25\kappa_{\mathrm{i}}^4 + 252\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 480\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}} + 1\right),\quad p_{1\mathrm{ee}} = -6\left(2\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 5\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}}^4 + 5\kappa_{\mathrm{e}}^3 + 45\kappa_{\mathrm{e}}^2 + 72\kappa_{\mathrm{e}} + 72\right),$$

$$p_{1\mathrm{ie}} = 2\kappa_{\mathrm{e}}^3\kappa_{\mathrm{i}}^4 + 9\kappa_{\mathrm{e}}^2\kappa_{\mathrm{i}}^4 + 30\kappa_{\mathrm{e}}^3\kappa_{\mathrm{i}}^2 - 45\kappa_{\mathrm{e}}\kappa_{\mathrm{i}}^4 + 540\kappa_{\mathrm{e}}^2\kappa_{\mathrm{i}}^2 - 45\kappa_{\mathrm{i}}^4 + 60\kappa_{\mathrm{e}}^3 + 198\kappa_{\mathrm{e}}\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 1260\kappa_{\mathrm{e}}^2 + 198\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 720\kappa_{\mathrm{e}} + 720,$$

$$p_{0\mathrm{ii}} = -3\kappa_{\mathrm{i}}\left(5\kappa_{\mathrm{i}}^4 + 92\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 480\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}} + 1\right),\quad p_{0\mathrm{ee}} = 2\kappa_{\mathrm{i}}\left(\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 15\right)\left(\kappa_{\mathrm{e}}^4 + 5\kappa_{\mathrm{e}}^3 + 45\kappa_{\mathrm{e}}^2 + 72\kappa_{\mathrm{e}} + 72\right),$$

$$p_{0\mathrm{ie}} = \kappa_{\mathrm{i}}\left(3\kappa_{\mathrm{e}}^2\kappa_{\mathrm{i}}^4 - 10\kappa_{\mathrm{e}}^3\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 15\kappa_{\mathrm{e}}\kappa_{\mathrm{i}}^4 - 120\kappa_{\mathrm{e}}^2\kappa_{\mathrm{i}}^2 + 15\kappa_{\mathrm{i}}^4 - 60\kappa_{\mathrm{e}}^3 + 42\kappa_{\mathrm{e}}\kappa_{\mathrm{i}}^2 - 1260\kappa_{\mathrm{e}}^2 + 42\kappa_{\mathrm{i}}^2 - 720\kappa_{\mathrm{e}} - 720\right).$$

Здесь i — мнимая единица, Re и Im обозначают действительную и мнимую часть комплексной величины, arctg и th — арктангенс и гиперболический тангенс. Таким образом, капля совершает деформационные колебания с угловой частотой 2ω и запаздыванием по фазе 2ϕ. При $\omega \to \infty$ капля стремится принять форму неизменяющегося вытянутого сфероида.

Во вращающемся магнитном поле с $\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}=H_{\mathrm{am}}[\cos(\omega t)\boldsymbol{i}+\sin(\omega t)\boldsymbol{j}]$ с точностью до членов первого порядка капля принимает форму эллипсоида общего вида с полуосями

$$a_1 = a\left[1 - \frac{\alpha}{3}\left(\frac{\mu_{\mathrm{i}}-\mu_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{i}}+2\mu_{\mathrm{e}}}\right)^2\right],\quad a_2 = a\left[1 + \frac{\alpha}{6}\left(\frac{\mu_{\mathrm{i}}-\mu_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{i}}+2\mu_{\mathrm{e}}}\right)^2\left(1-3|\zeta|\right)\right],\quad a_3 = a\left[1 + \frac{\alpha}{6}\left(\frac{\mu_{\mathrm{i}}-\mu_{\mathrm{e}}}{\mu_{\mathrm{i}}+2\mu_{\mathrm{e}}}\right)^2\left(1+3|\zeta|\right)\right].$$

Эллипсоид вращается вокруг своей малой оси, направленной вдоль $\boldsymbol{k}=\boldsymbol{i}\times\boldsymbol{j}$, с угловой скоростью ω так, что его большая ось отстает от $\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}$ на угол ϕ. Здесь $\boldsymbol{i}$, $\boldsymbol{j}$ и $\boldsymbol{k}$ образуют тройку ортонормальных векторов. При $\omega \to \infty$ капля стремится принять форму неизменяющегося

сплюснутого сфероида. Отметим, что с точностью до членов первого порядка во вращающемся магнитном поле частицы жидкости совершают колебательные движения, т.е. жидкость не совершает вращение вокруг оси, проходящей через центр капли.

Зависимости $|\zeta|$ и ϕ от ω для капли магнитной жидкости на основе магнетита в керосине, взвешенной в воде, при различных значениях a представлены на рис. 1.

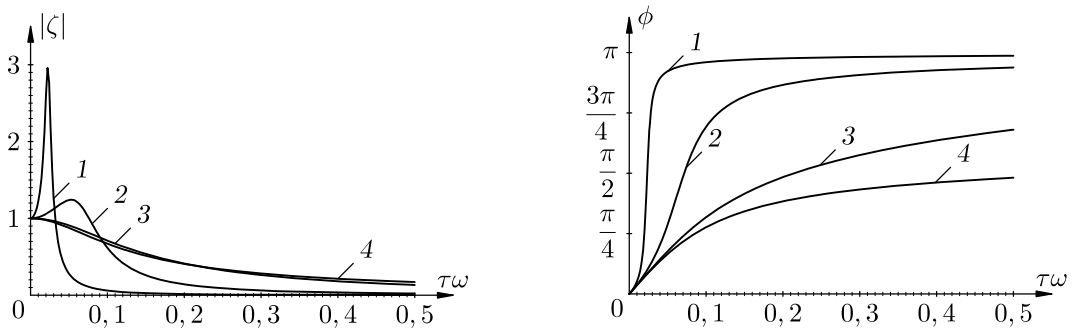


Рис. 1. Зависимости $|\zeta|$ и ϕ от угловой частоты ω для η_i = 20 мПа с, ρ_i = 1,4 кг/м^3, η_e = 0,89 мПа с, ρ_e = 1 кг/м^3, σ_s = 20 мН/м (1 — a = 1 мм, 2 — a = 100 мкм, 3 — a = 10 мкм, 4 — a = 1 мкм)

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект № 19-01-00056-а).

Список использованных источников:

1. Лебедев А.В., Морозов К.И. Динамика капли магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – № 2, т. 65. – С. 150–154.

2. Морозов К.И. Вращение капли в вязкой жидкости // ЖЭТФ. — 1997. — Выпуск 4(10), т. 112. С. — 1340–1350.

3. Братухин Ю.К., Лебедев А.В., Пшеничников А.Ф. Движение деформируемой капли магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле // Изв. РАН. МЖГ. — 2000. — № 1. — С. 22–30.

4. Морозов К.И., Лебедев А.В. Бифуркации формы капли магнитной жидкости во вращающемся магнитном поле // ЖЭТФ. — 2000. — Выпуск 5, т. 118. — С. 1188–1192.

5. Братухин Ю.К., Лебедев А.В. Вынужденные колебания капли магнитной жидкости // ЖЭТФ. — 2002. — Выпуск 6, т. 121. — С. 1298–1305.

6. Lebedev A.V., Engel A., Morozov K.I., Bauke H. Ferrofluid drops in rotating magnetic fields // New J. Phys. — 2003. — v. 5. — P. 57.1–57.20.

7. Диканский Ю.И., Закинян А.Р. // Журнал технической физики. — 2010. — Выпуск 8, Т. 80. — С. 8–12.

8. Tyatyushkin A.N. Deformation of a magnetic liquid drop in an applied non-stationary uniform magnetic field // EPJ Web of Conferences. — 2018. — v. 185. — P. 09006-1–09006-4.

9. Tyatyushkin A.N. Drop of viscous magnetic liquid in a non-stationary magnetic field // Magnetohydrodynamics. — 2018. — № 1–2, v. 54. — P. 151–154.

10. Тятюшкин А.Н. Намагничивание и деформация капли магнитной жидкости в переменном магнитном поле // Изв. РАН. Серия физическая. — 2019. — № 7. — С. 885–887.

11. Розенцвейг Р. Феррогидродинамика. — М.: Мир, 1989. — 357 с.

12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988. — 509 с.

13. Лэмб Г. Гидродинамика. — М.–Л.: ОГИЗ, 1947. — 928 с.

УДК 537.611.2

УСТОЙЧИВОСТЬ ТОПОЛОГИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ НА РАЗНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ МАСШТАБАХ

Уздин В.М.

д.ф.-м.н., профессор,
профессор кафедры статистической физики СПбГУ
профессор физико-технического факультета университета ИТМО

Лобанов И.С.

к.ф.-м.н.,
ведущий научный сотрудник кафедры статистической физики СПбГУ
ведущий научный сотрудник физико-технического факультета университета ИТМО

Аннотация. *Предложен теоретический подход для количественной оценки устойчивости топологически стабилизированных структур относительно тепловых флуктуаций и случайных внешних воздействий. Он основан на теории переходного состояния для магнитных степеней свободы и позволяет в гармоническом приближении рассчитать времена жизни магнитных состояний. Представлены результаты расчетов частот нуклеации и аннигиляции магнитных скирмионов разного размера от нескольких нанометров до микронов. Рассмотрен вопрос об учете дальнодействующего дипольного взаимодействия при расчетах времен жизни систем микронного масштаба, рассматриваемых с атомным разрешением.*

Ключевые слова: *энергетическая поверхность, топологическая устойчивость, скирмионы, времена жизни*

STABILITY OF TOPOLOGICAL MAGNETIC SYSTEMS ON DIFFERENT SPATIAL SCALES

Uzdin V.M.

Dr. Sc., professor,
Professor of the Department of Statistical Physics, St. Petersburg State University,
Professor of the Faculty of Physics and Engineering, ITMO University

Lobanov I.S.

Ph D,
Leading Researcher, Department of Statistical Physics, St. Petersburg State University
Leading Researcher, Faculty of Physics and Engineering, ITMO University

Annotation. *A theoretical approach to a quantitative assessment of the stability of topologically stabilized structures to thermal fluctuations and random external disturbances is proposed. It is based on the theory of transition states for magnetic degrees of freedom and in the harmonic approximation allows calculating the lifetimes of magnetic states. The results of calculations of the rates of nucleation and annihilation of magnetic skyrmions of various sizes from several nanometers to microns are presented. The problem of taking into account the long-range dipole interaction when calculating the lifetimes of micron systems with atomic resolution is considered.*

Keywords: *energy surface, topological stability, skyrmions, lifetimes*

Внутренняя структура, устойчивость и динамика магнитных состояний являются ключевыми вопросами фундаментального наномагнетизма и новых технологий в спинтронике. Принцип работы практически любого устройства, содержащего магнитные элементы, основан на переходах между состояниями, которые приводят к изменению магнитных характеристик системы. Когда размер элементов уменьшается до атомного масштаба, влияние случайных возмущений, обусловленных взаимодействием магнитной подсистемы с термостатом, необходимо учитывать, так как они могут вызывать неконтролируемые, термически активированные, переходы между разными магнитными состояниями. Хотя устойчивость относительно тепловых флуктуаций важна для работы наноустройств, магнитные конфигурации также должны быть легко перестраиваемы, чтобы обеспечить эффективное управление ими и высокую производительность. В недавнем прошлом спиновые степени свободы применялись, в основном, в устройствах хранения данных, где наиболее важной являлась стабильность магнитной структуры, поскольку она обеспечивала энергосберегающую магнитную память. Последнее время обсуждается использование спиновых степеней свободы для обработки данных. Для таких приложений очень частые переключения магнитных элементов приводят к тому, что общее потребление энергии определяется эффективностью управления спиновыми переходами. Это вызвало огромный интерес к исследованию механизмов переключения спиновых состояний.

Современные технологии, основанные на магнитных битах, работающих на «однодоменных» спиновых структурах или «доменных стенках» со случайной хиральностью, приводят к ограниченной устойчивости и высокому уровню энергопотребления во время работы из-за больших токов, необходимых для управления спиновыми системами. Для преодоления этих недостатков требуются небольшие (наномасштабные), но устойчивые спиновые структуры, а также новые механизмы для эффективного управления ими. С этой точки зрения топологические магнитные системы, такие, как квазидвумерные скирмионы, антискирмионы, трехмерные мероны, тороны и магнитные поплавки, в которых устойчивость обусловлена топологической структурой магнитного состояния, очень интересны не только для фундаментальной науки, но и для новых приложений в спинтронике. Работа в этом направлении важна и для создания новых технологий сверхбыстрой, плотной и энергоэффективной памяти, и для развития новых принципов машинного обучения, разработки искусственных нейронных систем и искусственного интеллекта.

Для практического использования в спинтронике нужны магнитные элементы, функционирующие при комнатной температуре, когда тепловые флуктуации достаточно велики. Вместе с тем необходимо учитывать временные масштабы, на которых работает магнитная система. Если характерное время процесса гораздо меньше времени изменения магнитного состояния, можно считать магнитную конфигурацию неизменной, несмотря на то, что времена жизни магнитных состояний могут быть малы на макроскопическом масштабе. В системах магнитной памяти, наоборот, времена жизни магнитных состояний, с помощью которых кодируется информация, должны составлять десятки лет. Для каждого процесса нужно знать временные пределы устойчивости магнитных конфигураций. Развитие теории и методов, позволяющих оценивать времена жизни и частоты переходов магнитных состояний при произвольных температурах на разных пространственных и временных масштабах, является, таким образом, актуальной задачей. Иерархия масштабов, характерная для магнитных систем, делает эту задачу чрезвычайно трудной для стохастического моделирования. Частоты осцилляций отдельных магнитных моментов, образующих топологические магнитные состояния, более чем на 10 порядков могут превосходить частоты переходов между самими состояниями. Поэтому численное решение уравнений динамики для магнитных моментов и стандартные методы Монте-Карло не позволяют адекватно

рассчитывать времена жизни и частоты магнитных переходов. Здесь, однако, могут быть использован статистический подход, такой, как теория переходного состояния для магнитных степеней свободы [1]. Он предполагает рассмотрение многомерной энергетической поверхности системы, как функции параметров, задающих направление всех магнитных моментов, составляющих систему, поиск на ней локальных минимумов, соответствующих основному и метастабильным состояниям системы, и путей с минимальным перепадом энергии (ПМПЭ), задающих наиболее вероятные механизмы магнитных переходов. Максимум вдоль ПМПЭ соответствует седловой точке первого порядка на энергетической поверхности, которая определяет энергетический барьер между состояниями. В гармоническом приближении, когда форма энергетической поверхности аппроксимируется в минимумах и седловой точке квадратичной функцией по всем переменным, для частот магнитных переходов удается получить выражение, соответствующее закону Аррениуса. Выражение для предэкспоненциального фактора f_0 в этом законе содержит произведение собственных чисел гессиана энергии в минимумах и седловых точках [1]. Для систем, содержащих миллионы степеней свободы найти все собственные числа с нужной точностью не представляется возможным. Однако, формулу для f_0 можно записать через детерминант от гессиана энергии в соответствующих точках на энергетической поверхности, а для поиска детерминанта удается вывести рекуррентные соотношения, не требующие полной диагонализации гессиана [2]. При этом используется тот факт, что взаимодействие между магнитными моментами носит короткодействующий характер, а матрица Гессе является разряженной и может быть представлена в блочно-трехдиагональном виде. При наличии дальнодействующего магнитного диполь-дипольного взаимодействия гессиан не является разряженной матрицей. Однако, если записать вклад дипольного взаимодействия в энергию в терминах полей размагничивания, формально можно сделать это взаимодействие локальным, увеличив число степеней свободы и размерность энергетической поверхности. Это позволяет обобщить разработанный метод на системы с микронного масштаба с дипольным взаимодействием.

Для поиска ПМПЭ и седловых точек на энергетической поверхности магнитных наносистем был разработан целый ряд вычислительных алгоритмов: GNEB-«геодезический метод подталкивания упругой лентой» [3], TMEP-«метод суженного пути с минимальным перепадом энергии» [4]. С помощью последнего метода появилась возможность находить седловые точки на энергетической поверхности размерности в несколько миллионов. Еще один разработанный алгоритм MMF - «метод следования минимальной моде» - может применяться для поиска седловых точек первого порядка начиная с локального минимума, когда конечное состояние неизвестно. Он был использован для определения разных путей аннигиляции скирмионов [5].

Теоретический подход и развитые методы были использованы для расчетов активационного барьера для аннигиляции скирмиона в монослое Co на Pt(111) [6], времен жизни магнитных скирмионов в ферромагнитных [7-9] и антиферромагнитных [10] материалах, антискирмионных состояний в сплавах Гейслера Mn – Pt – Sn. В последнем случае система включала почти миллион магнитных моментов и, таким образом, впервые, в рамках гармонического приближения теории переходного состояния, удалось провести расчеты частот магнитных переходов при комнатной температуре для антискирмиона микронного масштаба, рассматриваемого с атомным разрешением [11].

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (Гельмгольц) 19-42-06302

Список использованных источников:

1. Bessarab P. F., Uzdin V. M., Jónsson H. Harmonic transition-state theory of thermal

spin transitions // Physical Review // Physical Review B. – 2012. – Vol. 85, no. 18. – P. 184409.

2. Lobanov I.S., Uzdin V.M. The lifetime of big size topological chiral magnetic states. Estimation of the pre-exponential factor in the Arrhenius law, [Электронный ресурс]. arXiv:2008.06754

3. Bessarab P. F., Uzdin V. M., Jónsson H. Method for finding mechanism and activation energy of magnetic transitions, applied to skyrmion and antivortex annihilation // Computer Physics Communications. – 2015. – Vol. 196. – P. 335–347.

4. Lobanov I.S., Potkina M.N., Jónsson H., Uzdin V.M. Truncated minimum energy path method for finding first order saddle points // Nanosystems: Physics, Chemistry, Mathematics. – 2017. – Vol. 8, no. 5. – P. 586–595.

5. Müller G.P., Bessarab P.F., Vlasov S.M., Lux F., Kiselev N.S., Blügel S., Uzdin V.M., Jónsson H. Duplication, Collapse, and Escape of Magnetic Skyrmions Revealed Using a Systematic Saddle Point Search Method // Physical Review Letters. – 2018. – Vol. 121, no. 19. – P. 197202.

6. Lobanov I.S., Jónsson H., Uzdin V.M. Mechanism and activation energy of magnetic skyrmion annihilation obtained from minimum energy path calculations // Physical Review B. – 2016. – Vol. 94, no. 17. – P. 174418.

7. Uzdin V.M., Potkina M.N., Lobanov I.S., Bessarab P.F., Jónsson H. Energy surface and lifetime of magnetic skyrmions // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2018. – Vol. 459. – P. 236-240.

8. Uzdin V.M., Potkina M.N., Lobanov I.S., Bessarab P.F., Jónsson H. The effect of confinement and defects on the thermal stability of skyrmions // Physica B. – 2018. – Vol. 549. – P. 6-9.

9. Bessarab P. F., Müller G.P., Lobanov I. S., Rybakov F. N., Kiselev N. S., Jónsson H., Uzdin V. M., Blügel S., Bergqvist L., Delin A. Lifetime of racetrack skyrmions // Scientific reports. – 2018. – Vol. 8, no. 1. – P. 1-10.

10. Potkina M.N., Lobanov I.S., Jónsson H., Uzdin V.M. Skyrmions in antiferromagnets: Thermal stability and the effect of external field and impurities // Journal of Applied Physics. – 2020. – Vol. 127, no. 21. – P. 213906.

11. Potkina M.N., Lobanov I.S., Tretiakov O.A., Jónsson H., Uzdin V.M. Stability of long-lived antiskyrmions in the Mn-Pt-Sn tetragonal Heusler material // Physical Review B. – 2020. – Vol. 102, no. 13. – P. 134430.

УДК 537.624.8

УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЭРЦИТИВНОЙ СИЛЫ В РАЗНЫХ ТИПАХ ПОСТОЯННЫХ МАГНИТАХ И МАГНИТОТВЕРДЫХ МАТЕРИАЛОВ

Уржумцев А.Н.

младший научный сотрудник, аспирант,
Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Мальцева В.Е.

студент,
Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Волегов А.С.

к.ф.-м.н., доцент,
Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина

Аннотация. *В работе рассмотрены процессы перемагничивания в постоянных магнитах (ПМ) систем $Nd_2Fe_{14}B$ и $Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_{7,5-8,5}$ на основе угловых зависимостей коэрцитивной силы $H_c(\Theta)$. Установлено, что природа формирования H_c не объясняется в полной мере ни в рамках модели Кондорского, ни модели Стонера-Вольфарта. Обсуждается общая концепция процессов перемагничивания в ПМ Nd-Fe-B и Sm-Co.*

Ключевые слова: *коэрцитивная сила, постоянные магниты, модель процессов перемагничивания, Sm-Co, Nd-Fe-B*

ANGULAR DEPENDENCES OF THE COERCIVE FORCE IN DIFFERENT TYPES OF PERMANENT MAGNETS AND MAGNETICALLY HARD MATERIALS

Urzhumtsev A.N.

junior researcher, graduate student,
Ural Federal University named after the First President of Russia B. N. Yeltsin

Maltseva V.E.

student,
Ural Federal University named after the First President of Russia B. N. Yeltsin

Volegov A.S.

Ph.D., docent,
Ural Federal University named after the First President of Russia B. N. Yeltsin

Annotation. *The paper considers the processes of magnetization reversal in permanent magnets (PM) of the $Nd_2Fe_{14}B$ and $Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_{7.5-8.5}$ systems based on the angular dependences of the coercive force $H_c(\Theta)$. It was found that the nature of the formation of H_c is not fully explained either within the*

framework of the Kondorsky model or the Stoner-Wolfarth model. The general concept of magnetization reversal processes in Nd-Fe-B and Sm-Co PMs is discussed.

Keywords: *coercive force, permanent magnets, model of magnetization reversal processes, Sm-Co, Nd-Fe-B*

Введение.

Ежегодное увеличение роста объёмов производства и потребления редкоземельных постоянных магнитов требует дальнейшей оптимизации процессов их создания с целью получения лучших магнитных свойств. В этой связи понимание механизмов процессов перемагничивания представляет, как научный, так и практический интерес, т.к. эксперименты и теория ещё не пришли к единой модели формирования коэрцитивной силы для ПМ Sm-Co и Nd-Fe-B [1, 2].

Постоянные магниты обычно классифицируют по типу механизма их гистерезиса: задержка формирования зародыша перемагничивания, именуемая также нуклеацией, и задержка смещения ДГ (пиннинг). Один из возможных вариантов установить принадлежность к тому или иному механизму гистерезиса заключается в анализе распределения H_c от угла θ ориентации размагничивающего поля к оси текстуры магнита [3, 4]. Следует отметить, что высокая H_c в ПМ типа Sm-Co достигается, при условии, что соответствующий режим отжига дает наноразмерную гетерогенную микроструктуру. Фактический размер зерна, который является ключевым для критических процессов перемагничивания в магнитах с преобладанием процесса нуклеации, как в Nd-Fe-B, играет лишь незначительную роль в магнитах Sm-Co с преобладанием пиннинга [1].

В литературе, представления о процессах перемагничивания во многом опираются на измерения начальных кривых намагничивания и данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), сканирующей электронной микроскопии СЭМ, лоренцевской микроскопии [1-3]. Эти подходы предполагают лишь исследования шлифа или ламели (тонкого слоя) образца и качественно отражают лишь процесс намагничивания из терморазмагниченного состояния, что не даёт представлений о перемагничивании объёмного образца. [1, 2].

По модели Стонера-Вольфарта для ПМ Nd-Fe-B с гистерезисом по типу необратимого вращения должны иметь распределение $H_c(\theta)$, в соответствии с формулами (1) и (2), которые определяет теория когерентного вращения векторов намагниченности. Идеальные ПМ Sm_2Co_{17} с гистерезисом по механизму задержки смещения ДГ должны показывать распределение $H_c(\theta)$ по формуле (3) в рамках модели, предложенной Кондорским [4, 5].

Для описания полученных угловых зависимостей применялись следующие формулы:
По модели Стонера-Вольфарта:

$$H_c^{CR}(0° < \theta \leq 45°) = H_A\left(cos\,cos\,\theta^{\frac{2}{3}} + sin\,sin\,\theta^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{-3}{2}} \quad (1)$$

$$H_c^{CR}(45° \leq \theta < 90°) = \frac{H_A}{2} * sin\,sin\,2\theta \quad (2)$$

По модели Кондорского:

$$H_c^{Kon} = \frac{H_c^{Kon}(0)}{coscos\,\theta} \quad (3)$$

где H_A – поле анизотропии, H_c – коэрцитивная сила, θ – угол между осью текстуры магнита и направлением размагничивающего поля.

Методика эксперимента.

Исследованы ПМ произведенные на предприятии ООО «ПОЗ-Прогресс» в г. Верхняя Пышма и УрФУ марок КС-25ДЦ ($Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_{7,5\text{-}8,5}$), КСГЭ ($Sm_{0,9}(Gd, Dy, Er)_{0,1}(Co, Fe, Cu, Zr)_{7,5\text{-}8,5}$), Ч36Р ($Nd_2Fe_{14}B$) и быстрозакалённый порошок MQA. Измерения магнитных свойств

образцов проводились в полях с индукцией до 9 Тл при температуре 300 К на измерительных установках PPMS DynaCool и MPMS-XL-7 EC производства Quantum Design. Измерения угловых зависимостей $H_c(\theta)$ проводились после предварительного намагничивания образца в 7 Тл вдоль оси текстуры перед каждым измерением кривой размагничивания с отклонением на угол θ от оси текстуры.

Результаты и их обсуждение.

На рис. 1–4 представлены угловые зависимости коэрцитивной силы $H_c(\theta)$ и релаксационной коэрцитивной силы $H_r(\theta)$ образцов исследованных магнитов, а также угловые зависимости коэрцитивной силы и релаксационной коэрцитивной силы в рамках моделей Стонера-Вольфарта (S-W) и Кондорского (Kondorsky). Количественного соответствия между модельными и экспериментальными зависимостями нет. Угловые зависимости $H_c(\theta)$ образцов постоянных магнитов КС-25ДЦ и КСГЭ демонстрируют монотонное убывание, в то время как экспериментальные кривые $H_r(\theta)$ немонотонны, выпуклы вниз и имеют минимальное значение H_r при $\theta \approx 40°$. Такие зависимости характерны для перемагничивания через необратимое вращение вектора намагниченности. В случае задержки образования зародышей перемагничивания, как механизма высококоэрцитивного состояния, одной из стадий формирования зародыша является вращение намагниченности части зерна в области формирования зародыша. Угловая зависимость напряженности магнитного поля, при которой происходит такое вращение намагниченности, должна коррелировать с таковой, полученной в рамках модели Стонера-Вольфарта. Исходя из зависимостей $H_c(\theta)$ и $H_r(\theta)$ процессы перемагничивания в постоянных магнитах системы Sm-Co на основе соединения Sm_2Co_{17} происходят через формирование зародыша перемагничивания. Последнее утверждение расходится с устоявшимся мнением по поводу механизма перемагничивания в магнитах $Sm(Co, Fe, Cu, Zr)_{7,5\text{-}8,5}$ [1, 3].

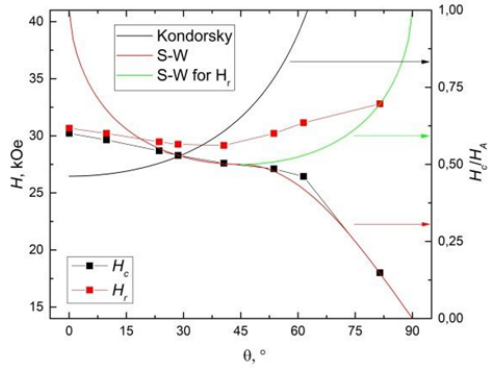


Рис. 1. Зависимости $H_c(\theta)$ и $H_r(\theta)$ для КС-25ДЦ

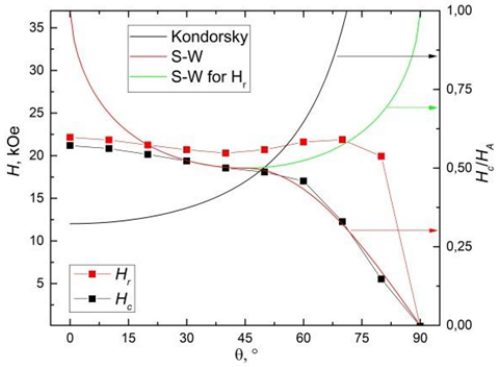


Рис. 2. Зависимости $H_c(\theta)$ и $H_r(\theta)$ для КСГЭ

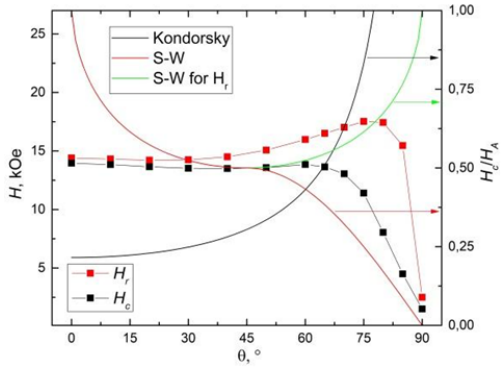


Рис. 3. Зависимости $H_c(\theta)$ и $H_r(\theta)$ для MQA

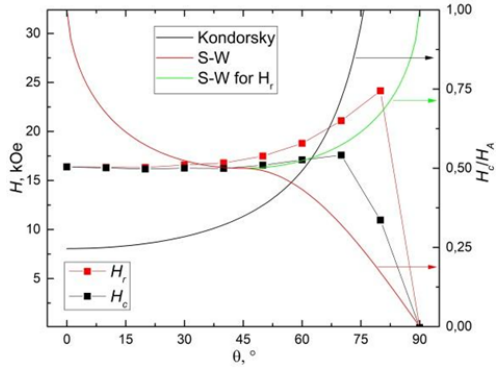


Рис. 4. Зависимости $H_c(\theta)$ и $H_r(\theta)$ для Ч36Р

В случае постоянного магнита системы Nd-Fe-B наблюдается увеличение $H_c(\theta)$ до величины $\theta \approx 70°$ и H_r до величины $\theta \approx 80°$. Образец текстурированного порошка марки MQA демонстрирует незначительное снижение коэрцитивной силы до значения $\theta \approx 40°$, увеличение в диапазоне $40° < \theta < 60°$ и последующее уменьшение. Релаксационная коэрцитивная сила практически не изменяется в диапазоне углов $0° < \theta < 40°$, затем увеличивается до $\theta \approx 75°$, после чего уменьшается. Зависимости обоих образцов качественно соответствуют таковым, полученным в рамках модели Кондорского, что косвенно указывает на задержку смещения доменных границ как основной механизм гистерезиса. Такое может быть в случае достаточно тонких или не сплошных межзеренных границ, при которых обменное взаимодействие через границу сохраняется, хотя и в значительной мере подавлено [6].

Общим для всех исследованных образцов является увеличение разности между значениями H_c и H_r по мере увеличения угла θ. Это связано с увеличением роли обратимого вращения векторов намагниченности в процессе перемагничивания.

Отличия абсолютных значений коэрцитивной силы, полученных экспериментально и в рамках модельных представлений, связано с распределением зерен всех фаз по размерам, вариацией кристаллических полей лигандов, действующих на ионы редкоземельных металлов, вблизи границ зерен, несовершенство текстуры, локальные вариации значения констант магнитокристаллической анизотропии, обусловленные наличием дефектов.

Полученные результаты не претендуют на однозначное утверждение, что существующие представления о процессах перемагничивания в постоянных магнитах систем Nd-Fe-B и Sm(Co, Fe, Cu, Zr)$_{7,5\text{-}8,5}$ неверны, но показывают, что процессы перемагничивания существенно более сложные, чем представляется в классических моделях.

Работа выполнена при финансовой поддержке проекта РФФИ № 20-32-90211.

Список использованных источников:

1. Gutfleisch O. Evolution of magnetic domain structures and coercivity in high-performance SmCo 2:17-type permanent magnets // Acta Materialia. – 2006. – № 54. –С. 997–1008.

2. Pierobon L. Unconventional magnetization textures and domain wall pinning in Sm–Co magnets // Scientific Reports. – 2020. – № 10. –С. 21209.

3. Sepehri-Amin H. Correlation of microchemistry of cell boundary phase and interface structure to the coercivity of Sm($Co_{0.784}Fe_{0.100}Cu_{0.088}Zr_{0.028}$)$_{7.19}$ sintered magnets // Acta Materialia. – 2017. – № 126. –С. 1–10.

4. Schumacher F. On the modification of the Kondorsky function // Journal of Applied Physics. – 1991. – № 70(6). –С. 3184–3187.

5. Givord D. Angular dependence of coercivity in Nd-Fe-B sintered magnets: Proof that coherent rotation is not involved // Phys Rev B Condens Matter. – 1995. – № 52(18). –С. 13511–13518.

6. Soderznik M. Magnetization reversal of exchange-coupled and exchange-decoupled Nd-Fe-B magnets observed by magneto-optical Kerr effect microscopy // Acta Materialia. – 2017. – № 135. –С. 68–76.

УДК 537.622.4

ВЛИЯНИЕ НАНОКРИСТАЛЛИЗАЦИИ НА СТРУКТУРУ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АМОРФНЫХ МИКРОПРОВОДОВ СОСТАВОВ $Fe_{73.8}Si_{13}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$ и $Fe_{70.8}Si_{16}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$

Фукс А.А.

м.н.с, лаборатория новых функциональных материалов и структур ИФТТ РАН,
Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»

Аксенов О.И.

м.н.с., лаборатория структурных исследований ИФТТ РАН

Аронин А.С.

д.ф.-м.н., профессор,
зав. лабораторией структурных исследований, ИФТТ РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию влияния термической обработки, приводящей к нанокристаллизации, на структуру и магнитные гистерезисные свойства аморфных микропроводов с положительной магнитострикцией на основе железа, изготовленных методом Улитовского – Тейлора. Также рассматривается влияние внутренних напряжений на процесс нанокристаллизации на начальных этапах термообработки.*

Ключевые слова: *аморфный микропровод, нанокристаллы, магнитные домены, перемагничивание, термическая обработка*

NANOCRYSTALLIZATION EFFECT ON THE STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF AMORPHOUS MICROWIRES OF $Fe_{73.8}Si_{13}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$ и $Fe_{70.8}Si_{16}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$ COMPOSITIONS

Fuks A.A.

junior researcher, laboratory of new functional materials and structures, ISSP RAS,

National research university «Higher school of economics»

Aksenov O.I.

junior researcher, laboratory of structural research, ISSP RAS

Aronin A.S.

Dr. Sc., professor,
Head of the laboratory of structural research, ISSP RAS

Annotation. *The work is aimed to study the impact of heat treatment leading to the nanocrystallization on the structure and magnetic hysteresis properties of amorphous microwires with positive magnetostriction based on iron and fabricated by the Ulitovsky – Taylor method. The influence of the internal stresses on the nanocrystallization process is considered as well*

Keywords: *amorphous microwires, nanocrystals, magnetic domains, magnetization reversal, heat treatment*

Аморфные микропровода в оболочке из борсиликатного стекла могут быть изготовлены из сплавов на основе железа, кобальта или никеля. В данной работе изучаются микропровода с положительной магнитострикцией на основе сплавов железа с близкими химическими составами $Fe_{73.8}Si_{13}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$ и $Fe_{70.8}Si_{16}B_{9.1}Cu_1Nb_{3.1}$. Внутренние напряжения в микропроводах возникают по причине высокой скорости охлаждения материала (закалочные напряжения) в процессе изготовления методом Улитовского – Тейлора, а также из-за разницы в коэффициентах термического расширения между стеклянной оболочкой и металлической сердцевиной.

Доменная структура внутри провода с положительной магнитострикцией представляет собой совокупность цилиндрических доменов с намагниченностью, направленной вдоль оси провода, а у поверхности металлической сердцевины образуется доменный слой с радиальным направлением намагниченности [1].

Размеры поверхностных доменов и толщина поверхностного слоя зависят от размеров микропровода, его состава, величины магнитоупругой анизотропии и магнитострикции. Радиус цилиндрического домена сердцевины, согласно работе [2], может быть определен из соотношения:

$$\frac{R_{core}}{R_{metal}} = \sqrt{\frac{M_r}{M_s}} \quad (1)$$

M_r – остаточная намагниченность, M_s – намагниченность насыщения, R_{core} – радиус центрального домена, R_{metal} – радиус металлической сердцевины микропровода.

Проведение нанокристаллизации в указанных сплавах осуществляется по пути гетерогенного зарождения на кластерах меди твердого раствора кремния в ОЦК-железе. Такая обработка может приводить к уменьшению магнитострикции насыщения материала до близких к нулю значений. В данной работе методом вибрационной магнитометрии по полученным петлям гистерезиса измерялись коэрцитивная сила, намагниченность (остаточная, насыщения) аморфных микропроводов после термической обработки при различных условиях, а также после удаления стеклянной оболочки. По формуле (1) оценивался радиус центрального цилиндрического домена.

Структура и фазовый состав исходных и отожженных образцов исследовалась методом рентгенографии на дифрактометре SIEMENS D-500 с использованием Co K_α-излучения. Для оценки размера нанокристаллов d использовалась формула Селякова – Шеррера [3, 4]:

$$d = \frac{K\lambda}{\beta cos\theta} \quad (2)$$

где K – безразмерный коэффициент формы частиц (для частиц в форме шара равный 0,9), λ – длина волны рентгеновского излучения (1,789 Å для кобальта), β – полуширина рефлекса, θ – угол дифракции. Определение доли нанокристаллической и аморфной фаз проводилось на основании сравнения интегральной интенсивности пиков нанокристаллической и аморфной фаз [5]:

$$V_{cr} = \frac{I_{cr}}{I_{cr} + \alpha I_{am}} \quad (3)$$

Здесь V_{cr} – доля нанокристаллической фазы, I_{cr} – интегральная интенсивность нанокристаллической фазы, I_{am} – интегральная интенсивность аморфной фазы, α – параметра Хуанга (для данных сплавов равный 1,05).

В табл. 1 представлены данные по коэрцитивной силе, отношению из формулы (1) в

исходном состоянии и после двух видов высокотемпературной обработки при наличии или отсутствии стеклянной оболочки. При нанокристаллизации остаточная намагниченность увеличивается, а коэрцитивная сила снижается. Данный эффект усиливается после удаления оболочки, т.к. снижается общий уровень напряжений в микропроводе [6]. При релаксационном отжиге и постепенном остывании в печи снимаются закалочные напряжения, последующая нанокристаллизация происходит с меньшей скоростью, нежели при высокотемпературном отжиге.

Таблица 1. Коэрцитивная сила и отношение остаточной намагниченности к намагниченности насыщения аморфного микропровода в исходном состоянии и после термообработки

Тип отжига	В оболочке			Без оболочки	
	d/D	$\sqrt{\frac{M_r}{M_s}}$	H_c, Э	$\sqrt{\frac{M_r}{M_s}}$	H_c, Э
Исходный образец	0,4876	0,83	1,8	0,44	1,1
550 °*C* 1 час	0,4619	0,97	1,1	0,30	0,83
Релаксационный отжиг 3 часа, остывание в печи, отжиг 550 °*C* 1 час	0,4922	0,91	1,33	0,28	0,70

С целью проверки влияния исходных внутренних напряжений на процесс нанокристаллизации на начальных этапах термообработки был проведен отжиг аморфной ленты похожего состава и микропровода без оболочки в вакууме при 480 °C в течение 1 часа. Аморфная лента представляет собой объект с почти отсутствующими внутренними напряжениями, в то время как микропровод без стеклянной оболочки имеет исходные закалочные напряжения.

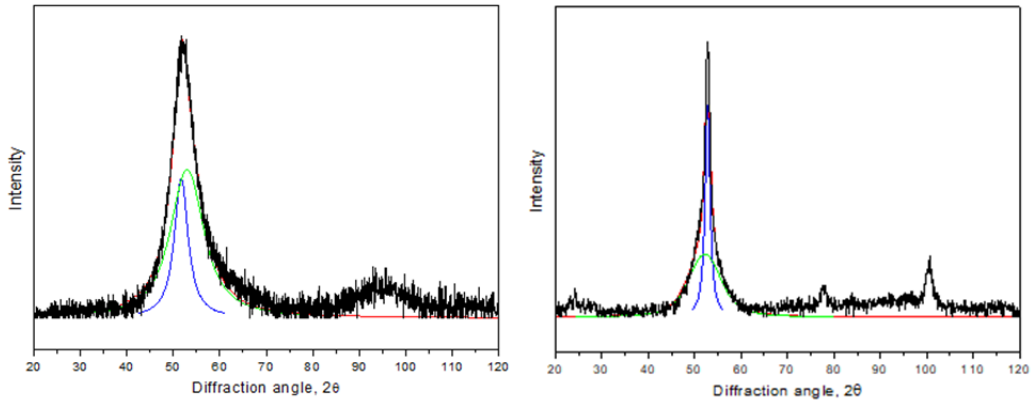


Рис. 1. Рентгенограммы ленты (слева) и микропровода без оболочки (справа), отожженных при 480 °C в течение 1 часа, с соответствующими разложениями на кристаллическую и диффузную составляющие

На рис. 1 представлены рентгенограммы исследуемых объектов с разложениями пиков на кристаллическую и диффузную составляющие. Размер и доля нанокристаллической фазы оценивались по формулам (2) и (3) соответственно. Было определено, что в ленте содержится порядка 30 % нанокристаллов со средним размером 6 нм, в свою очередь, в микропроводе процент нанокристаллов составил приблизительно 38 % при размере в 16 нм.

Список использованных источников:

1. J. Yamasaki, F.B. Humphrey, K. Mohry, H. Kawamura, and H. Takamure, R. Mälmhäll. Large Barkhausen discontinuities in Co-based amorphous wires with negative magnetostriction. // Journal of Applied Physics. – 1988. – V. 63 – P. 3949
2. M. Severino, C. Gómez-Polo, P. Marin and M. Vázquez. Influence of the sample length on the switching process of magnetostrictive amorphous wire // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1992. – V. 103 – P. 117.
3. P. Scherrer. Bestimmung der Grosse und der Inneren Struktur von Kolloidteilchen Mittels Rontgenstrahlen // Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften. – 1918. – V.2 – P.98-100.
4. R. Zsigmondy. Kolloidchemie: ein Lehrbuch // Leipzig : Verlag von O. Spamer. – 1922.
5. S. Huang. Structure and Structure Analysis of Amorphous Materials // Claredon, Oxford. – 1984. – P.48.
6. O.I. Aksenov, A.A. Fuks, A.S. Aronin. The effect of stress distribution in the bulk of a microwire on the magnetization processes // Journal of Alloys and Compounds. – 2020. – V. 836 – P. 155472

УДК 537.624

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОИНДУЦИРОВАННОЙ ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИИ МЕТОДАМИ МСМ И МОКЕ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОЧАСТИЦАХ НА НИОБАТЕ ЛИТИЯ

Бизяев Д.А.

к.ф.-м.н., с.н.с. Лаб ФХП, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Бухараев А.А.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с. лаб ФХП, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Нургазизов Н.И.

к.ф.-м.н., с.н.с., и.о. заб. лаб ФХП, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Чирков В.В.

м.н.с., лаб. РХР, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Чукланов А.П.

к.ф.-м.н., с.н.с. лаб ФХП, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Ахматханов А.Р.

к. ф.-м. н., с.н.с. отдела оптоэлектроники и полупроводниковой техники, Институт естественных наук и математики, УрФУ

Шур В.Я.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с. отдела оптоэлектроники и полупроводниковой техники, Институт естественных наук и математики, УрФУ

Аннотация. *В работе исследуются ферромагнитные планарные квадратные частицы микронных размеров под действием одноосных механических напряжений. Благодаря сильной анизотропии температурных коэффициентов линейного расширения подложки из ниобата лития магнитная структура микрочастиц претерпевает значительные изменения при нагреве и охлаждении в несколько десятков градусов относительно температуры напыления. Зарегистрирован поворот оси лёгкого намагничивания и уменьшение анизотропии при нагреве.*

Ключевые слова: *магнитно-силовая микроскопия, ниобат лития, магнитоупругий эффект, магнито-оптический эффект Керра.*

UDC 537.624

STUDYING THE THERMO-INDUCED UNIAXIAL ANISOTROPY IN FERROMAGNETIC MICROPARTICLES ON LITHIUM NIOBATE BY MFM AND MOKE

Bizyaev D.A.

Dr., senior researcher fellow at the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Bukharaev A.A.

Dr.Sc., professor, chief researcher at the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Nurgazizov N.I.

Dr., senior researcher at the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Chirkov V.V.

Junior researcher fellow at the laboratory of radiation chemistry and radiobiology, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Chuklanov A.P.

Dr., senior researcher at the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Akhmatkhanov A.R.

Dr., senior researcher at the department of optoelectronics and semiconductor technology, Institute of natural science and mathematics, Ural federal university

Shur V.Ya.

Dr.Sc., professor, chief researcher at the department of optoelectronics and semiconductor technology, Institute of natural science and mathematics, Ural federal university

***Abstract**. In this work, ferromagnetic planar square particles of micron sizes under uniaxial mechanical stresses were studied. Since the coefficients of thermal expansion are strongly anisotropic in hexagonal single-crystal lithium niobate, the magnetic structure of the microparticles undergoes significant transition upon heating and cooling the sample by only several tens of degrees relative to the deposition temperature. The rotation of the easy axis and anisotropy reduction were recorded during sample heating.*

***Keywords**: magnetic-force microscopy, lithium niobate, magnetoelastic effect, magneto-optical Kerr effect.*

В настоящее время исследования в области стрейнтроники, относительно нового направления в физике твёрдого тела и физике магнитных явлений, привлекают внимание ученых. В основе этого подхода лежит идея о воздействии на магнитную подсистему планарной ферромагнитной микро- наночастицы или пленки путем приложения механических напряжений различного происхождения [1]. При этом может изменяться коэрцитивность, поле насыщения или даже распределение намагниченности ферромагнитного объекта. Такие манипуляции перспективны для создания паттернированных сред для записи информации, многослойных сэндвич-структур ферромагнетик/диэлектрик, изменяющих свою проводимость при протекании спин-

поляризованного тока, и др. Монокристаллический ниобат лития ($LiNbO_3$) является важным материалом в оптике и, благодаря своим выдающимся сегнетоэлектрическим свойствам, широко применяется в качестве пьезоэлемента. Еще одно интересное свойство $LiNbO_3$ — сильно отличающиеся температурные коэффициенты линейного расширения (α) в гексагональной фазе. Вдоль осей «*a*» $\alpha_1 = 15.5\times10^{-6}$ K^{-1}, вдоль оси «*c*» $\alpha_2 = 7.5\times10^{-6}$ K^{-1}. Благодаря такому значительному различию, даже небольшие изменения температуры (на несколько десятков градусов) могут привести к существенному анизотропному расширению/сжатию монокристалла. Целью данной работы является изучение термостимулированного магнитоупругого эффекта в планарных квадратных ферромагнитных микрочастицах $Co_{18}Ni_{82}$, осажденных на гексагональный кристалл $LiNbO_3$.

Сплав $Co_{18}Ni_{82}$ был выбран из-за относительно высокой константы магнитострикции насыщения ($\lambda_s = -25\times10^{-6}$) [2]. Размер микрочастиц в плоскости составлял 25×25 мкм^2, высота равнялась 50 нм. Размер монокристаллической подложки ниобата лития 9×3 мм^2, толщина 1 мм, ось «*a*» параллельна длинной стороне подложки. $Co_{18}Ni_{82}$ осаждался в установке Omicron Multiprobe P в сверхвысоком вакууме методом распыления твердотельной мишени электронным лучом при температуре порядка 60 °C. Плотно прижатая к поверхности подложки металлическая сетка с квадратными отверстиями использовалась в качестве маски. Сетка была ориентирована таким образом, чтобы две противоположные стороны осажденной квадратной микрочастицы были параллельны оси «*a*» подложки. Микрочастицы имели поликристаллическую структуру, площадь заполнения поверхности подложки составляла 4 мм^2. В качестве методов исследования были выбраны магнитно-силовая микроскопия (МСМ) и магнитно-оптический эффект Керра (МОКЕ). МСМ позволяет визуализировать распределение намагниченности с высоким пространственным разрешением, а МОКЕ позволяет исследовать большую площадь, не вносит сколько-нибудь заметных искажений в результаты, высокое угловое разрешение позволяет исследовать поведение осей легкого намагничивания (ОЛН) и осей трудного намагничивания (ОТН). В работе использовался сканирующий зондовой микроскоп (СЗМ) Solver P47 (NT MDT) в режимах атомно-силовой и магнитно-силовой микроскопии (АСМ и МСМ соответственно). Прибор был оборудован электромагнитом, создающим постоянное магнитное поле до ±160 Э в плоскости образца и термоячейкой, позволяющей нагревать образец до 100 °C. МСМ измерения проводились в однопроходном режиме, использовались магнитные зонды Multi75M-G (Budget Sensors). Петли гистерезиса регистрировались на сканирующем магнитополяриметрическом комплексе, созданным на базе эллипсометра ЛЭФ-3М-1, использовался меридиональный эффект Керра. До начала измерений образец ориентировался так, что направление магнитного поля было параллельно одной из сторон микрочастицы, в процессе измерений образец вращался в плоскости с шагом 3°. Размер области регистрации сигнала составлял ~10^{-2} мм^2. Каждая петля гистерезиса усреднялась по 200 измерениям. Развёртка магнитного поля составляла ±80 Э, частота развертки 50 Гц. Модификации прибора позволяли проводить измерения при температурах выше комнатных.

На основе петель гистерезиса были построены азимутальные зависимости относительной остаточной намагниченности микрочастиц при разной температуре (рис. 1). При комнатной температуре видна ярко выраженная одноосная анизотропия (А — отношение минимальной остаточной намагниченности к максимальной, равно 0.28, рис. 1а). По всей видимости, наблюдаемая ось вызвана сжатием микрочастиц вдоль оси «*a*» кристалла при охлаждении образца после напыления. При повышении температуры ось анизотропии становится менее выраженной: А увеличивается до 0.56 при повышении температуры до 50 °C (рис. 1б). При температуре эксперимента выше, чем температура напыления, ОЛН разворачивается перпендикулярно начальному направлению (рис. 1в). Подобное поведение можно наблюдать и в результатах МСМ-экспериментов, представленных на рис. 2. При комнатной температуре микрочастица находится в однородно намагниченном состоянии из-за одноосного сжатия вдоль оси «*a*», при температуре образца порядка 60 °C микрочастица

становится многодоменной (рис. 2б). Данное состояние типично для CoNi частиц подобного размера в отсутствии внешнего возмущения. При дальнейшем повышении температуры и растяжении вдоль оси «*a*» микрочастица вновь переходит в однородно намагниченное состояние, но магнитные полюса разворачиваются на 90° по отношению к начальному состоянию.

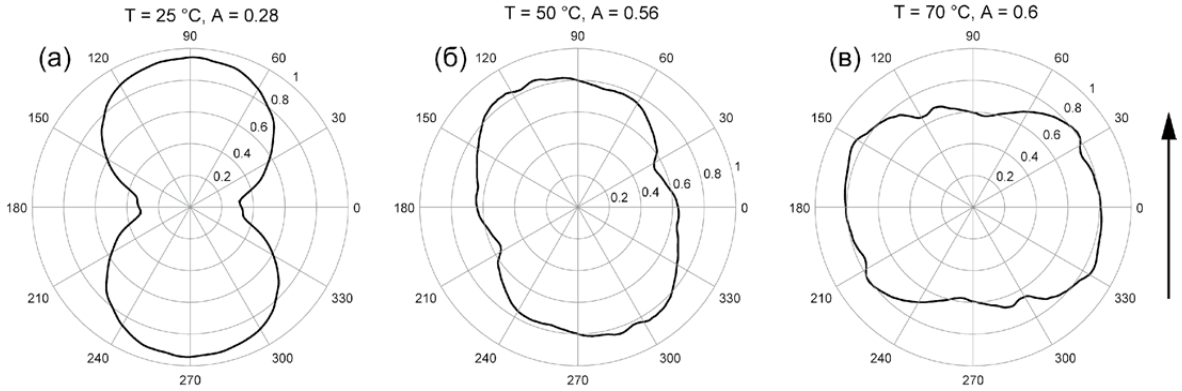


Рис. 1. Угловая зависимость остаточной намагниченность (M_r/M_s) при различных температура образца: (а) 25 °C, комнатная температура; (б) 50 °C; (в) 70 °C. A — отношение минимального M_r/M_s к максимальному, параметр, описывающий степень анизотропии образца. Стрелкой указано направление оси «a» кристалла.

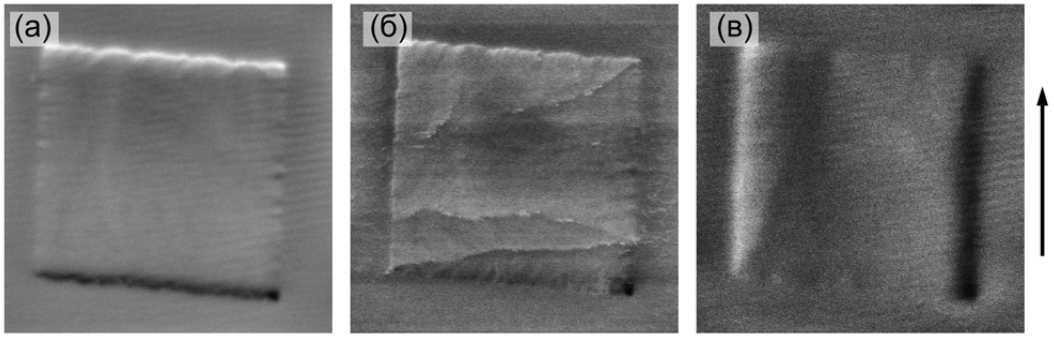


Рис. 2. МСМ-изображения одной микрочастицы $Co_{18}Ni_{82}$ на $LiNbO_3$ при разных температурах: (а) — комнатная температура, 26 °C; (б) — 60 °C; (в) — 90 °C. Стрелкой указано направление оси «a» кристалла.

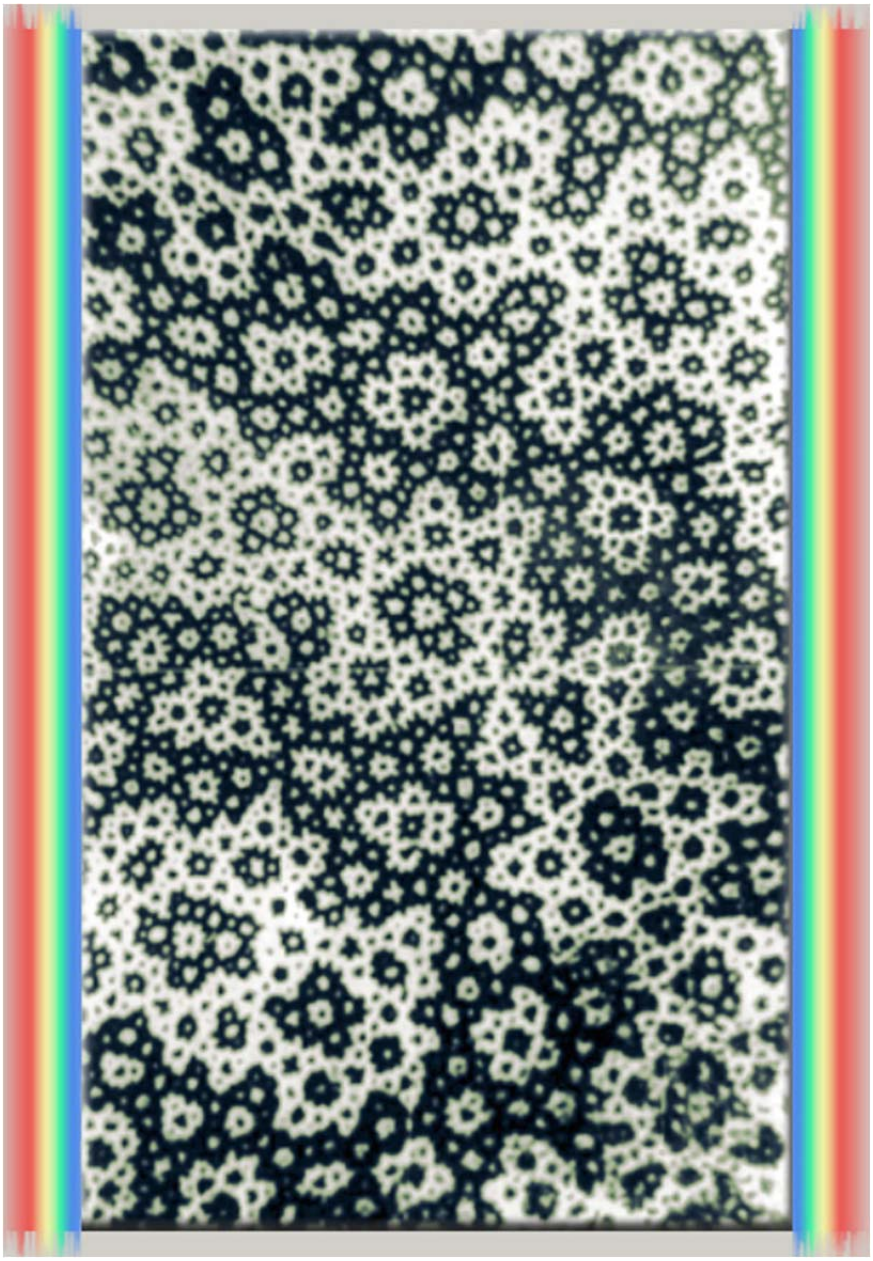
Таким образом в работе показано, что относительно небольшой нагрев подложки с сильно анизотропными коэффициентами термического расширения ведет к значительной перестройке структуры намагниченности планарных микрочастиц, осажденных на кристалл, и повороте ОЛН. Эффект может найти применение, например, при изготовлении структур, в которых необходимо легко изменять намагниченность одного из ферромагнитных слоев. Дальнейшие исследования в этом направлении представляются перспективными.

Список использованных источников

1. Бухараев А.А., Звездин А.К, Пятаков А.П., Фетисов Ю.К. Стрейнтроника — новое направление микро-, наноэлектроники и науки о материалах // УФН – 2018. –№ 188. – С. 1288–1330.

2. Yamamoto M., Taniguchi S.// Sci. Rep. Res. Tohoku A. – 1955. – V.7. – P. 35-49.

Мир магнитных явлений прекрасен и удивителен…
Из предисловия к справочнику «Магнетизм и магнитные материалы»



МИКРОМАГНЕТИЗМ
И
ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА

УДК 537.621

РАДИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ В АМОРФНЫХ МАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДАХ

Алехина Ю.А.

аспирант, младший научный сотрудник, кафедра магнетизма, Физический Факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Колесникова В.Г.

инженер, Научно-Образовательный Центр «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения» Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Родионов В.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник с ученой степенью, Научно-Образовательный Центр «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения» Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Андреев Н.В.

к.ф.-м.н., ведущий инженер, научный сотрудник, Лаборатория оксидных сегнетоэлектриков, МИСиС

Панина Л.В.

д.ф.-м.н., профессор, Кафедра технологии материалов электроники, МИСиС

Родионова В.В.

к.ф.-м.н., директор Научно-Образовательного Центра «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения», Балтийский Федеральный Университет им. И. Канта

Перов Н.С.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой магнетизма, Физический Факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Объемное распределение магнитной проницаемости оказывает значительное влияние на магнитный отклик материалов. Данная работа посвящена изучению радиального распределения магнитной проницаемости в аморфных магнитных микропроводах. Методика расчета основана на зависимости импеданса ферромагнитного проводника от магнитной проницаемости материала. Частотные зависимости импеданса микропровода позволяют провести оценку средней по скин-слою величины магнитной проницаемости с помощью решения обратной задачи. Радиальные зависимости проницаемости были рассчитаны для микропроводов* $Co_{70}Fe_4B_{13}Si_{11}Cr_2$ *с различными диаметрами ферромагнитной жилы.*

Ключевые слова: *Магнитномягкие материалы, аморфные магнитные материалы, магнитная проницаемость, микромагнитная структура*

RADIAL DISTRIBUTION OF MAGNETIC PERMEABILITY IN AMORPHOUS MAGNETIC MICROWIRES

Alekhina Iu.A.

Post-graduate student, junior researcher, Magnetism department, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Kolesnikova V.G.

Engineer, "Smart Materials and Biomedical Applications" Science and Research Center, Immanuel Kant Baltic Federal University

Rodionov V.V.

Ph.D., Senior researcher, "Smart Materials and Biomedical Applications" Science and Research Center, Immanuel Kant Baltic Federal University

Andreev N.V.

Ph.D., Leading Engineer, Researcher, Laboratory of ferroelectric oxides, MISiS

Panina L.V.

Dr. Sc. Professor, Institute of New Materials and Nanotechnology, MISiS

Rodionova V.V.

Ph.D., Director, "Smart Materials and Biomedical Applications" Science and Research Center, Immanuel Kant Baltic Federal University

Perov N.S.

Dr. Sc. Professor, Head of the Magnetism department, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *Volume distribution of permeability has significant influence on magnetic response of the material. The work is dedicated to the investigation of the permeability radial dependence in amorphous magnetic microwires. The assessment method is based on the dependence of the ferromagnetic conductor's impedance on the permeability. Frequency dependence of the impedance of the microwire allows the estimation of the permeability value averaged over the skin layer by the solution of the inverse problem. Radial permeability dependence were obtained for* $Co_{70}Fe_4B_{13}Si_{11}Cr_2$ *microwires with various metallic core radii.*

Keywords: *Magnetic materials, amorphous magnetic alloys, permeability, micromagnetic structure*

Исследования свойств аморфных ферромагнитных сплавов на протяжении нескольких десятилетий остается актуальной задачей для ученых-магнитологов по всему миру [1]. Непрерывное расширение области их практический приложений, а также необходимость совершенствования уже имеющихся технологий провоцируют фундаментальный исследовательский интерес к аморфным магнитным материалам и стремление к оптимизации их свойств [1]. Эти задачи неотрывно сопряжены с необходимостью анализа особенностей процессов перемагничивания и микромагнитной структуры этих материалов: детальная информация о динамике перемагничивания не только позволяет определить возможные способы влияния на свойства материала, но также представляет интерес для описания этого рода процессов. Тем не менее, возможности прямого наблюдения микромагнитной структуры на данный момент имеют строгие размерные ограничения [2]. Исследования магнитных свойств аморфных материалов проводятся поверхностными либо интегральными методами [3-4], позволяющими получить данные о локальных на поверхности или усредненных по объему свойствах образцов. Анализ же объемного распределения магнитной проницаемости позволяет определить распределение магнитной анизотропии, особенности которого могут быть связаны, в частности, с неоднородностью, со сменой преимущественного направления намагниченности и локальными механическими напряжениями, вызванными дефектами структуры [5]. Осевая симметрия цилиндрических аморфных магнитных микропроводов позволяет использовать упрощенные подходы к определению магнитной проницаемости. Данная работа посвящена разработке методики оценки и интерпретации радиального распределения магнитной проницаемости в аморфных магнитных микропроводах.

Импеданс ферромагнитного проводника является функцией магнитной проницаемости благодаря зависимости толщины скин-слоя от данного параметра. В классическом случае постоянной магнитной проницаемости при слабом скин-эффекте импеданс цилиндрического проводника может быть выражен следующим образом [6]:

$$Z = R_{DC}\frac{ka}{2}\frac{J_0(ka)}{J_1(ka)} \quad (1)$$

где $k = \frac{1-i}{\delta}$ – квазиволновое число, $i = \sqrt{-1}$, $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \sigma \mu_0 \mu_\varphi}}$ – толщина скин-слоя при плоской границе раздела, R_{DC} – сопротивление постоянному току, J_0 и J_1 – функции Бесселя нулевого и первого порядка, , δ – скин-слой, f – частота тока, σ проводимость материала, μ_0 – магнитная постоянная, μ_φ циркулярная проницаемость, a радиус провода.

В качестве первого шага в решении обратной задачи было положено, что выражение для импеданса цилиндрического проводника применимо при подстановке среднего по скин-слою значения магнитной проницаемости. Магнитная проницаемость полагалась комплексной величиной $\mu_\varphi = \mu'_\varphi - i\mu_\varphi$. Тогда, положение минимума функции

$$|\Delta Z| = \left|Z_{exp} - Z_{th}\right| \quad (2)$$

где Z_{exp} – экспериментальное значение импеданса, Z_{th} – теоретическое значение, определенное по (1), на поверхности $\{\mu'_\varphi, \mu_\varphi"\}$ соответствует среднему значению проницаемости по слою провода, в котором протекает существенная часть тока. В расчетах данный слой считался ограничивающим 70% от полного тока, протекающего в проводнике. Данное предположение позволяет не учитывать вариации среднего магнитного поля в проводнике. В силу того, что толщина данного слоя варьируется при изменении частоты пропускаемого тока, величина магнитной проницаемости, усредненной по разности двух последовательных слоев, может быть рассчитана для каждой пары последовательных частот. В небольшом мегагерцовом частотном диапазоне, где можно пренебречь частотной зависимостью магнитной проницаемости и возникновением вихревых токов при движении доменных границ в силу подавления этого механизма намагничивания, а также в случае исключения неоднородных процессов вращения намагниченности получаемая радиальная зависимость магнитной проницаемости соответствует пространственной неоднородности ее распределения.

Для оценки распределения магнитной проницаемости были исследованы гистерезисные и импедансные характеристики серии аморфных микропроводов на основе кобальта с околонулевой магнитострикцией [7] в стеклянной оболочке с различными диаметрами ферромагнитной жилы в диапазоне от 6 до 50 мкм. Магнитные свойства были исследованы с помощью вибрационного анизометра и магнитометра Lakeshore 7407. Импедансные характеристики определены с помощью анализатора спектра. Расчеты проведены с использованием пакета Matlab. Типичные результаты эксперимента и расчетов приведены на Рисунке 1.

Полевые зависимости импеданса проводников с диаметрами металлической жилы 8.5 и 10 мкм имеют пик в нулевом магнитном поле, свойственный проводникам с аксиальной или радиальной анизотропией. В данных образцах необходим учет неоднородных процессов вращения намагниченности. Плато на полевой зависимости импеданса и наклон петли гистерезиса для самого тонкого образца с диаметром 6.4 мкм свидетельствует о сильной циркулярной анизотропии в данном образце, приводящей к быстрому изменению магнитной проницаемости вдоль радиальной координаты. Упомянутые свойства не позволяют прикладывать предлагаемую модель к описанию свойств данных образцов.

Величина магнитной проницаемости в образцах диаметром 8, 22 и 28 мкм уменьшается при приближении к поверхности микропровода, что может быть объяснено более сильной магнитоупругой анизотропией в приповерхностной области. Резкий спад

магнитной проницаемости в микропроводе диаметром 8 мкм может свидетельствовать о смене преимущественного направления намагниченности между аксиально намагниченным керном и циркулярно намагниченной оболочкой. Распределения, полученные для микропроводов диаметром 22 и 28 мкм, записывают только циркулярно намагниченную область. В микропроводе диаметром 28 мкм возможно образование приповерхностной области с сильной магнитной анизотропией.

а) б) в)

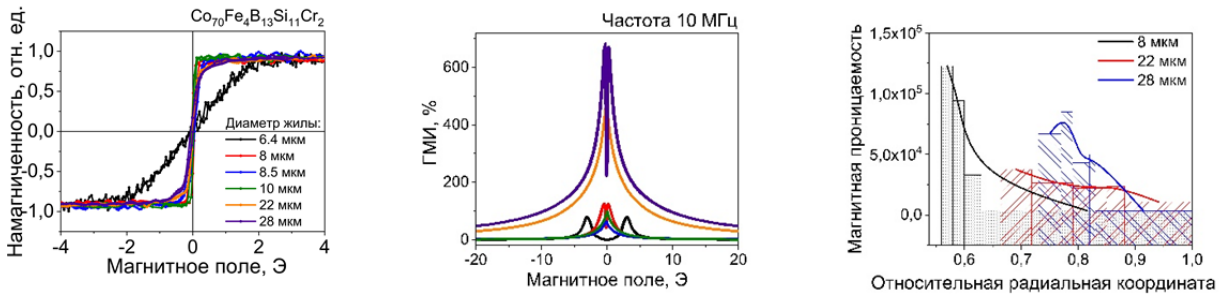


Рис. 1. Петли гистерезиса (а) и кривые ГМИ на частоте 10 МГц (б) для микропроводов из сплава $Co_{70}Fe_4B_{13}Si_{11}Cr_2$с околонулевой магнитострикцией. Распределение магнитной проницаемости по радиусу микропроводов (в).

Описанный метод позволяет провести оценку распределения магнитной проницаемости по радиусу цилиндрических аморфных микропроводов. Радиальная зависимость проницаемости может свидетельствовать о неоднородностях анизотропии в объеме микропровода, вызванных особенностями микромагнитной структуры, локальными дефектами состава и структуры и т.д. Данный метод имеет перспективы применения в области неразрушающего контроля и дефектоскопии, а также для характеризации микромагнитной структуры образцов в фундаментальных исследованиях.

Работы выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-02-00137 и Фонда развития теоретической физики и математики БАЗИС.

Список использованных источников:

1. Alam J., Bran C., Chiriac H., Lupu N., Óvári T.A., Panina L., Rodionova V., Varga R., Vazquez M., Zhukov A., Cylindrical micro and nanowires: fabrication, properties and applications. - Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – Vol. 513. - 167074.
2. Donnely, C.; Guizar-Sicairos, M.; Scagnoli, V.; Gliga, S.; Holler, M.; Raabe, J.; Heyderman, L.J. Three-dimensional magnetization structures revealed with X-ray vector nanotomography // Nature. - 2017. – Vol. 547. – pp. 328–331.
3. Chizhik A, Zhukov A, Stupakiewicz A, Maziewski A, Blanco J.M., Gonzalez J. Kerr Microscopy Study of Magnetic Domain Structure Changes in Amorphous Microwires // IEEE Trans- actions on Magnetics. – 2009. - Vol. 45, No. 10. – pp. 4279–4281.
4. Baraban, A. Litvinova, V. Rodionova. Amorphous ferromagnetic microwires: Methods of fabrication and measurements of the magnetic properties // 2017 IEEE 7th International Conference Nanomaterials: Application & Properties (NAP). - Odessa, 2017. - 17430421.
5. Kronmüller H. and Gröger B. Domains, domain walls and the coercive field of amorphous ferromagnets // J. Physique. – 1992. – Vol. 42. – pp. 1285-1292
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Электродинамика сплошных сред (т. VIII) 2-е изд., испр. -М.: Наука. - 1982. – 621 с.
7. Panina, L.; Dzhumazoda, A.; Nematov, M.; Alam, J.; Trukhanov, A.; Yudanov, N.; Morchenko, A.; Rodionova, V.; Zhukov, A. Soft Magnetic Amorphous Microwires for Stress and Temperature Sensory Applications// Sensors. - 2019. – Vol. 19. - 5089.

УДК 537.611

ТЕМПЕРАТУРНО-ПОЛЕВАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ РЕШЕТОК ПОЛОСОВЫХ ДОМЕНОВ ПЛЕНКИ ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Сирюк Ю.А.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
отдел физики магнитных явлений и высокотемпературной сверхпроводимости,
Донецкий национальный университет

Безус А.В.

к.ф.-м.н., доцент,
заведующий кафедрой Общей физики и дидактики физики,
Донецкий национальный университет

Капшуков Р.А.

младший научный сотрудник,
отдел физики магнитных явлений и высокотемпературной сверхпроводимости,
Донецкий национальный университет

Кононенко В.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник,
отдел физики и диагностики перспективных материалов,
Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина

Аннотация. *В работе экспериментально исследовано влияние магнитного поля смещения на спонтанные фазовые переходы в жестких решетках полосовых доменов феррит-гранатовой пленки.*

Ключевые слова: *феррит-гранатовая пленка, фазовые переходы, доменная граница, магнитные домены, вертикальная блоховская линия*

TEMPERATURE AND FIELD STABILITY OF THE STRIPE DOMAIN LATTICES OF FERRITE-GARNET FILM

Siryuk Ju.A.

Dr.Sc. in Physico-mathematical Sciences, Leading Researcher,
Department of Physics of Magnetic Phenomena and High-Temperature Superconductivity,
Donetsk National University

Bezus A.V.

Ph.D. of Physico-mathematical Sciences,
Head of the Department of General Physics and Didactics of Physics, Donetsk National University

Kapshukov R.A.

Research Assistant,
Department of Physics of Magnetic Phenomena and High-Temperature Superconductivity,
Donetsk National University

Kononenko V.V.

Ph.D. of Physico-mathematical Sciences, Research Officer,
Department of Physics and Diagnostics of Advanced Materials,
Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Annotation. *Spontaneous and magnetic-field-induced phase transition in a rigid lattice of the stripe domain structure of a uniaxial ferrite-garnet film are investigated experimentally.*

Keywords: *ferrite-garnet film, phase transition, domain wall, magnetic domains, vertical Bloch line*

Актуальность этой работы в том, что исследования, проведенные в ней, могут быть использованы при создании устройств транспортировки магнитомаркированных биологических частиц. Эти устройства можно использовать для сортировки химических частиц по их размерам при разных температурах.

В работе исследовалась пленка состава $(TmBi)_3(FeGa)_5O_{12}$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке. Ориентация оси легкого намагничивания (ОЛН) пленки перпендикулярна развитой поверхности образца и коллинеарна кристаллографическому направлению $\langle 111 \rangle$, т.е. это пленка с перпендикулярной анизотропией. Характеристики пленки: $T_N = 437K$, $T_C = 120K$, h= 8.4 μm, где T_N– температура Нееля, T_C– температура магнитной компенсации, h– толщина пленки. Пленка имеет при комнатной температуре фактор качества $Q > 5$. При такой величине фактора качества в доменной границе действием импульсного магнитного поля, перпендикулярного плоскости пленки, создаются вертикальные блоховские линии [1]. Доменная структура (ДС) наблюдается благодаря магнитооптическому эффекту Фарадея. Экспериментальных исследований по влиянию температуры и магнитного поля на свойства решетки полосовой доменной структуры (ПДС) было проведено мало, поскольку, во-первых, не было практического интереса в этих исследованиях, а, во-вторых, из-за трудности экспериментальных исследований. Полосовая доменная структура является неустойчивой структурой, подвергается изгибным деформациям. Что касается жесткой решетки ПДС, то ее свойства в широком температурном интервале не исследованы.

В большинстве исследований доменная структура была получена из размагниченного состояния. Чаще всего такая ДС не является равновесной. Она находится в метастабильном состоянии. Нами же разработан способ получения доменной структуры путем действия монополярным импульсным магнитным полем $H_{\text{имп}}$, перпендикулярным плоскости пленки. Поскольку ДС является термодинамической системой, то импульсным полем создается такое количество доменов, при котором энергия структуры является минимальной. Такая доменная структура является равновесной при сохранении условий формирования [2, 3].

Решетки ПДС, сформированные под действием монополярного импульсного магнитного поля, имеют сложную доменную границу. Они более устойчивы при изменении температуры или магнитного поля смещения $H_{\text{СМ}}$ по сравнению с решетками, полученными иным путем, например, из размагниченного состояния. Такие решетки мы назвали жесткими.

В работе рассматривается влияние магнитного поля смещения на температурную устойчивость двух видов жестких решеток полосовой доменной структуры. Первая – ПДС_1, формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, при отсутствии поля смещения; вторая – ПДС_2, формируется импульсным полем в присутствии поля смещения. Затем импульсное поле выключается. Величина напряженности импульсного

поля равна $H_{имп} = 0.5H_C$ (H_C– поле коллапса ДС при данной температуре). Обе решетки являются равновесными, но при наложении поля смещения $ПДС_1$ оказывается неравновесной, а $ПДС_2$, формируемая при разных полях смещения, является равновесной [4]. Под действием импульсного магнитного поля создаются жесткие доменные границы с большим количеством ВБЛ. В жестких доменах имеются две силы (сила отталкивания ВБЛ и магнитостатическая сила), которые уравновешиваются сжимающими силами поверхностного натяжения стенки Блоха. Стенка Блоха и поле смещения дают статически устойчивый домен.

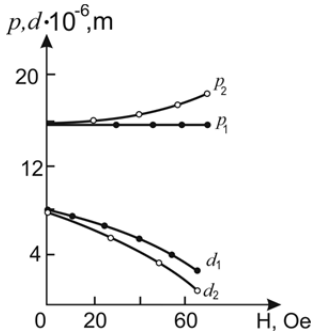


Рис. 1. Полевые зависимости периода ПДС (P) и ширины домена (d): P_1, d_1– неравновесной $ПДС_1$; P_2, d_2– равновесной $ПДС_2$ при 300К.

При $T = 300К$ и $H_{CM} = 0$ создана решетка $ПДС_1$. Как упоминалось ранее, при формировании $ПДС_1$ импульсное поле создает такое количество доменов, при котором общая энергия решетки оказывается минимальной. Плотность упаковки такой решетки $y = d/P = 0.5$, где d– ширина домена. При наложении поля смещения к магнитостатической энергии решетки добавляется зеемановская энергия, плотность которой различна внутри и вне домена, что приводит к изменению ширины домена. Но эти энергии не могут изменить количество доменов, поэтому период P_1 решетки $ПДС_1$ остается постоянным при наложении поля смещения.

На формирование решетки $ПДС_2$ в присутствии поля смещения влияние оказывает баланс двух энергий – зеемановской и магнитостатической. С увеличением поля смещения вклад зеемановской энергии в общую энергию решетки растет. Поэтому при формировании равновесной $ПДС_2$ (с минимумом общей энергии) импульсное поле создает меньшее количество доменов, что приводит к увеличению периода решетки P_2. Полевые зависимости ширины домена d_2 и периода P_2 решетки $ПДС_2$ представлены на рис.1. Из рис.1 видно, что при увеличении магнитного поля смещения в неравновесной решетке $ПДС_1$ период остается постоянным, а ширина домена с антипараллельной полю намагниченностью уменьшается. В равновесной решетке $ПДС_2$ при увеличении поля смещения период увеличивается, ширина домена также уменьшается.

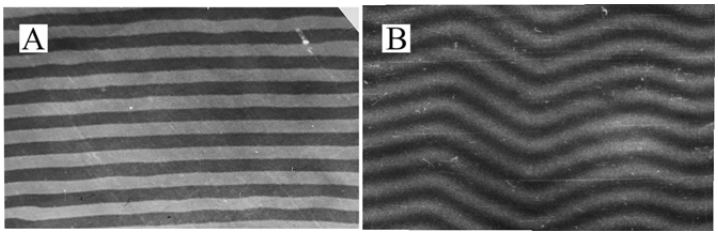


Рис. 2. Виды доменных структур пленки при $T = 300К$: А– решетка ПДС, сформированная импульсным полем напряженности $H = 0.5H_C$; В– волновая ДС в интервале температур $T_{K_1} - T_{K_2}$.

С увеличением температуры пленки решетка $ПДС_1$, сформированная при нулевом поле смещения, сохраняется в интервале температур $T_F - T_1$. При T_1 происходит фазовый переход первого рода из полосовой в волновую ДС с уменьшением периода: $ПДС_1$–$ВДС_1$

(рис.2.А, В, рис.3). При увеличении поля смещения температурный интервал устойчивости решетки $ПДС_1$ увеличивается (рис.3 кривая 1). Максимальный интервал устойчивости решетки $ПДС_1$ наблюдается при поле смещения $H = 50$ Ое. При этом поле решетка сохраняется до температурного коллапса.

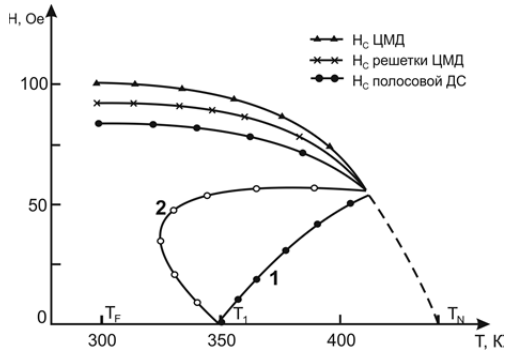


Рис. 3. Влияние магнитного поля смещения на температурную устойчивость решеток ПДС: 1– неравновесной $ПДС_1$; 2– равновесной $ПДС_2$. Температурные зависимости поля коллапса: H_C ЦМД, H_C решетки ЦМД, H_C полосового домена.

Полевая зависимость температурной устойчивости $ПДС_2$, формируемой в присутствии поля смещения, представлена на рис.3 кривая 2. Видно, что при поле смещения $0 < H < 0.5H_C$ Ое (H_C– поле коллапса ЦМД) температурный интервал устойчивости решетки уменьшается. При небольших полях, в которых формируется решетка полосовых доменов, нарушается баланс между магнитостатической и зеемановской энергиями. Решетка оказывается неустойчивой, и происходит фазовый переход первого рода $ПДС_2$–$ВДС_2$ при температурах, меньших T_1. С увеличением поля до $H \geq 50$ Ое действие зеемановской энергии увеличивается, и температурный интервал устойчивости решетки полосовых доменов растет вплоть до температуры коллапса.

Итак, изучено влияние магнитного поля смещения на температурную устойчивость двух видов решеток полосовых доменов.

При постоянной температуре формирования магнитное поле смещения оказывает разное влияние на параметры этих решеток, что сказывается и на их температурной устойчивости.

При магнитном поле смещения величиной $H \geq 0.5H_C$ (H_C– поле коллапса ЦМД) в доменной границе обеих решеток происходит резкое уменьшение количества вертикальных блоховских линий путем аннигиляции. В результате обе решетки достигают максимального температурного интервала устойчивости.

Список использованных источников:

1. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. –М.: Мир, 1982. –384 с.

2. А.С. 1341681 СССР. Способ формирования решетки цилиндрических магнитных доменов в магнитоодноосной пленке / Ю.А.Мамалуй, Ю.А.Сирюк, Г.С.Ярош (СССР). –№4066126; заявл. 05.05.86, опубл. 17.11.87, бюл. №36.

3. А.С. 1461259 СССР. Способ формирования равновесной решетки цилиндрических магнитных доменов / В.А.Заблоцкий Ю.А.Мамалуй, Ю.А.Сирюк, Г.С.Ярош (СССР). –№4240061; заявл. 09.03.87, не публ. в откр.печати.

4. Сирюк Ю.А., Безус А.В., Бондарь Е.Д., Кононенко В.В. Фазовые переходы в жесткой доменной структуре феррит-гранатовой пленки // ФТТ. –2019. –т.61, –№ 7. –С. 1250–1257.

УДК 539.216.2:537.624

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ МАГНИТООДНООСНЫХ ПЛЕНОК С КОЛУМНАРНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

Вахитов Р.М.

д.ф. – м.н., профессор,

зав. кафедрой теоретической физики, Физико-технический институт БашГУ

Солонецкий Р.В.

к.ф. – м.н., научный сотрудник НИС БашГУ

Ахметова А.А.

аспирант кафедры теоретической физики, Физико-технический институт БашГУ

Аннотация. *В работе изучаются процессы перемагничивания неоднородных ферромагнитных пленок, содержащих колумнарные дефекты типа «потенциальная яма». Установлено, что на дефектах такого рода могут образоваться четыре типа вихреподобных магнитных неоднородностей, которые топологически отличаются друг от друга и представляют разновидности двукратно вырожденных микромагнитных структур: скирмиона и нетопологического солитона. Показано, что в магнитном поле происходит их трансформация, которая для каждого протекает по своему сценарию, отличающемуся от других. Рассчитана диаграмма их устойчивых состояний по параметрам материала и выявлена область их значений, в которой они могут существовать только при наличии магнитного поля.*

Ключевые слова: *одноосные ферромагнитные пленки, дефекты, вихреподобные неоднородности, скирмионы, магнитное поле*

PROCESSES OF MAGNETIZATION REVERSAL OF MAGNETO-UNIAXIAL FILMS WITH COLUMNAR DEFECTS

Vakhitov R.M.

Ph. D., professor,

head of Department of Theoretical Physics, Institute of Physics and Technology, BashSU

Solonetsky R.V.

Ph. D., Research associate of NIS, BashSU

Akhmetova A.A.

Post-graduate student of the Department of Theoretical Physics, Institute of Physics and Technology, BashSU

Annotation. *In this paper, we study the processes of magnetization reversal of inhomogeneous ferromagnetic films containing columnar defects of the "potential well" type. It is established that four types of vortex-like magnetic inhomogeneities can form on defects of this kind, which are topologically different from each other and represent varieties of doubly degenerate micromagnetic*

structures: the magnetic skyrmion and the non-topological soliton. It is shown that their transformation takes place in the magnetic field, which for each proceeds according to its own scenario, which differs from the others. A diagram of their stable states based on the material parameters is calculated and the range of their values in which they can exist only in the presence of a magnetic field is revealed.

Keywords: *uniaxial ferromagnetic films, defects, vortex-like inhomogeneities, skyrmions, magnetic field*

Известно [1,2], что магнитные скирмионы могут существовать как устойчивые образования не только в киральных магнетиках, но и в магнитных материалах, в которых отсутствует взаимодействие Дзялошинского – Мория. Одним из таких материалов является одноосная ферромагнитная плёнка, содержащая колумнарный дефект типа «потенциальная яма» [1,3]. Экспериментально показано [1], что путем сфокусированного облучения поверхности материала ионами He^+ можно получить многослойную пленку Co/Pt с локально измененными участками, в которых константа перпендикулярной анизотропии будет иметь пониженное значение (вплоть до отрицательных величин). На образовавшейся решетке «потенциальных ям» цилиндрической формы наблюдались магнитные скирмионы, устойчивость которых не нарушалась и в ненулевом поле. В теоретическом отношении анализ особенностей структуры и устойчивости изолированных скирмионов в пленках с пространственно модулированной одноосной анизотропией был рассмотрен в работе [5]; приведённые в ней результаты в основном коррелируют с данными [4]. Однако, многие важные аспекты свойств магнитных скирмионов и, в частности, их поведение в магнитном поле оказались не затронутыми в [5].

В данной работе исследуется влияние внешнего магнитного поля на топологию и трансформационные свойства вихреподобных неоднородностей (ВН), образующиеся на колумнарных дефектах типа «потенциальная яма» в магнитоодноосных пленках. В качестве дефекта рассматривается структурная неоднородность цилиндрической формы радиуса R (колумнарный дефект), на которой материальные параметры образца $P = (A, K_u, M_s)$ скачком меняются по закону:

$$P = \begin{cases} P_1, \text{при } r \geq R \\ P_2, \text{при } r < R, \end{cases} \qquad (1)$$

где $P_i = (A_i, K_{ui}, M_{si})$ – значения материальных параметров вне $(i = 1)$ и внутри дефекта $(i = 2)$, r – радиальная переменная, отсчитываемая от центра, A – обменный параметр, K_u – константа одноосной анизотропии, M_s – намагниченность насыщения.

Согласно расчетам на подобных дефектах возможно зарождение четырех видов ВН, различающихся полярностью, т.е. ориентацией вектора намагниченности $M \| 0z$ ($0z$ совпадает с нормалью к поверхности образца) в центре кора и направлением намагниченности M_0 $(M_0 \| 0z)$ в основном объеме магнетика. ВН, в которых эти векторы противоположно направлены, топологически идентичны магнитному скирмиону, а в случае, когда они сонаправлены, то соответствующие ВН относятся к нетопологическому солитону [2]. Оба вида ВН двукратно вырождены по направлению M_0 кора и характеризуются тем, что их структуру можно условно разбить на три участка вращения магнитных моментов: кор, промежуточный и граничный участки [3]. Если в крайних участках происходит сильное изменение направления единичного вектора $m = M/M_s$ (на единицу длины участка), то в промежуточном участке – более плавное его изменение. Различие полярностей кора в

данных неоднородностях ведет к существенному отличию их топологии: в первом случае (магнитные скирмионы) ВН обладают топологическим зарядом q=1 и в графике их зависимости $m_z = m_z(r)$ имеются три точки перегиба, во втором случае (нетопологические солитоны) – $q = 0$ и в графике $m_z(r)$ имеются две точки перегиба. Кроме того, они отличаются энергетически: в первом случае ВН из-за наличия в них замыкания магнитного потока (что приводит к уменьшению магнитостатической энергии) является энергетически более выгодными, чем во втором случае. При этом они оба имеют отрицательные значения энергии и, следовательно, второй тип является метастабильным образованием. Данный фактор (магнитостатический) приводит к тому, что размеры их кора также различаются: ВН с q=1 имеют большие размеры кора, чем ВН с q=0. Это в свою очередь способствует тому, что с понижением величины фактора качества $Q = K_{u1}/2\pi M_{s1}^2$ радиус кора R_c ВН с $q = 1$ увеличивается, а у ВН с $q = 0$ R_c уменьшается. При этом размеры промежуточной области скирмионов уменьшается, а у нетопологических солитонов увеличиваются. Однако в наибольшей степени размеры промежуточной области обоих типов ВН зависят от характеристик дефекта: от его радиуса R и величины K_2, характеризующей глубину потенциальной ямы. В частности, при больших R их зависимость от R становится линейной.

При включении внешнего магнитного поля с $H \| Oz$ топология всех типов ВН трансформируется и при этом снимается вырождение тех ВН, которые имеют одинаковый топологический заряд. Из расчётов следует, что изменение структуры ВН и их возможные переходы в другие микромагнитные неоднородности в магнитном поле в каждом случае происходит по своему сценарию, отличному от других. В частности, магнитный скирмион с $m_z(\infty) = 1$ при возрастании поля h ($h = M_{s1}H/2K_{u1}$) преобразуется так, что радиус кора уменьшается, а размеры промежуточной области увеличиваются. Соответственно, размывается переходная область между этими участками, а при некотором критическом значении поля количество точек перегиба графика функции $m_z = m_z(r)$ скачком изменяется с трех до одного. В тоже время энергия скирмиона возрастает и при другом критическом поле она становится положительной.

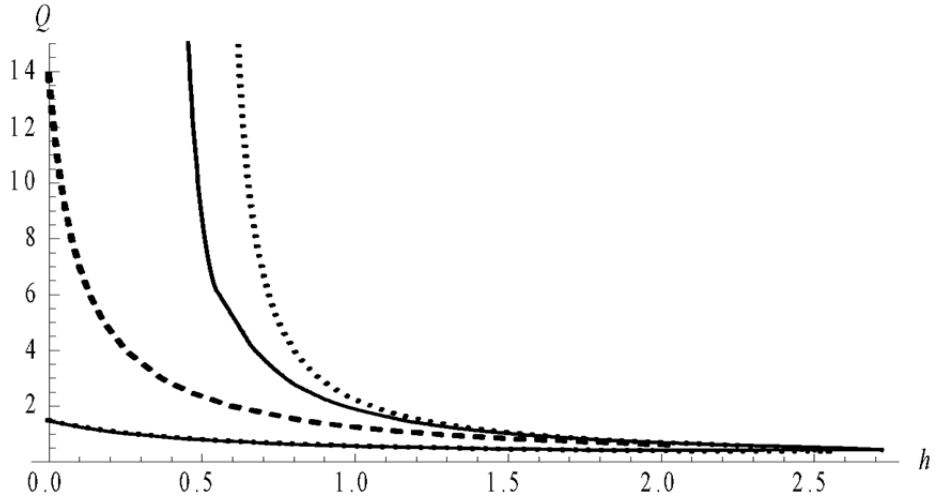


Рис. 1. Диаграмма области существования вихреподобных образований при следующих значениях материальных параметров: R=5, K_{u2}= - K_{u1}, A_2=A_1, M_{s2}=M_{s1}, D=10. Сплошными линиями обозначены границы области существования ВН q=1, пунктирными - ВН q=0, а штриховой – линия на которой сравниваются энергии ВН

С другой стороны, ВН с q =0 и $m_z(0)$=1, которое является метастабильным образованием на дефекте по сравнению со скирмионом, имеющим ту же полярность, с возрастанием h уменьшается в размерах (уменьшается размеры промежуточного участка и максимального угла отклонения вектора M от однородного состояния M_0. Кроме того, его

энергия также увеличивается, как и энергия скирмиона, которая, однако, возрастает быстрее первого. При достижении полем критического значения h_t ситуация с их устойчивостью меняется на обратную: ВН с q=0 становится энергетически более выгодным образованием, чем скирмион (рис 1). Это может привести к переключению полярности магнитного образования на дефекте при возрастающем действии магнитного поля на образец.

Список использованных источников:

1. Sopozhnikov M.V., Petrov Yn.V., Gusev N.S., Temirgazev A.G., Ermolaeva O.L., Mironov V.L., Udalov O.G. Artificial Dense Lattices of magnetic skyrmions // Materials. – 2020. – V. 13. p. 99 (1–9).

2. Navas D., Verba R.V., Hierro – Rodriguez A., Bungaev S.A., Zhon X., Adeyeye A.O., Dobrovolskiy O.V., Ivanov B.A., Guslienko K.Y., Kakazei G.N. Route to form skyrmions in soft magnetic films // APL Materials. – 2019. – V. 7. – 081114 (1–8).

3. Vakhitov P.M., Solonetsky R.V., Akhmetova A.A. Stable states of vortex – like magnetic formations in inhomogeneous magnetically uniaxial films and their behavior in a longitudinal field // J. Appl. Phys. – 2020. – V. 128. – 153904 (1–10).

4. Sapozhnikov M.V., Vdovichev S.N., Ermolaeva O L., Gusev N.S., Fraerman A.A., Gusev S.A., Petrov Yu.V. // Artiviciial dence lattice of magnetic bubbles // Appl. Phys. Lett. – 2016. –V. 109. – 042406 (1–5).

5. Вахитов Р.М., Ахметова А.А., Солонецкий Р.В. Вихреподобные образования на дефектах магнитоодноосных пленках // ФТТ. 2019. –Т. 61. – В. 3. – С. 453 – 459.

УДК 537.632.3

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ОДНООСНОГО ВЫСОКОАНИЗОТРОПНОГО МОНОКРИСТАЛЛА

Дунаева Г.Г.

лаборант кафедры физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО Тверской государственный университет

Карпенков А.Ю.

к.ф.-м.н, зав. лабораторией магнитных материалов ЦКП ФГБОУ ВО Тверской государственный университет

Семенова Е.М.

к.ф.-м.н, доцент кафедры физики конденсированного состояния , ФГБОУ ВО Тверской государственный университет

Ракунов П.А.

лаборант кафедры физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО Тверской государственный университет

Пастушенков Ю.Г.

д.ф.-м..н., профессор, зав. кафедрой физики конденсированного состояния, ФГБОУ ВО Тверской государственный университет

Аннотация. *В данной работе с помощью магнитооптической микроскопии Керра и традиционной магнитометрии было проведено сравнение процессов намагничивания-размагничивания, происходящих на поверхности и в объеме монокристалла $SmCo_5$. Показано, что при намагничивании вдоль оси с объем монокристалла насыщается в поле размагничивания образца, в то время как на поверхности существует магнитная доменная структура вплоть до поля 1,19 Т.. Это означает, что поверхностный слой, перпендикулярный оси с, намагничивается как тонкая пластина и имеет эффективный коэффициент размагничивания $N_{eff}> 1$.*

Ключевые слова: *магнитная доменная структура, фактор размагничивания*

INVESTIGATION OF THE SURFACE MAGNETIZATION PROCESSES OF HIGH-ANISOTROPIC SINGLE CRYSTAL

Dunaeva G.G.

laboratory assistant at the Department of Physics of Condensed Matter, Tver State University

Karpenkov A. Yu.

Ph.D, head the Laboratory of magnetic materials of the Center for Collective Use of Tver State University

Semenova E.M.

Ph.D, Docent at the Department of Condensed Matter Physics, Tver State University

Rakunov P.A.

laboratory assistant at the Department of Physics of Condensed Matter, Tver State University

Pastushenkov Yu.G.

Professor, Head of the Department of Physics of Condensed Matter, Tver State University

Annotation. *In this work, using magneto-optical Kerr microscopy and conventional magnetometry of $SmCo_5$ single crystals, we compare the magnetization-demagnetization processes occurring on the surface and in the volume of single crystals. We show that upon magnetization along c-axis, the volume of the single crystals saturates in demagnetization field of the sample, whereas on the surface a magnetic domain structure exists up to 1.19 T in $SmCo_5$ regardless of their bulk demagnetization factors. This means that the surface layer perpendicular to c-axis magnetizes as a thin plate and has an effective demagnetization factor $N_{eff}>1$.*

Keywords: *magnetic domain structure, demagnetization factor*

Характеристики спеченных постоянных магнитов с механизмом коэрцитивности зародышеобразования полностью определяются магнитным состоянием тонких поверхностных слоев составляющих зерен, и более глубокое понимание магнетизма поверхности жизненно важно для дальнейшего совершенствования этих магнитотвердых материалов [1].

Стехиометрические слитки $SmCo_5$ массой 50 г были получены методом индукционной плавки. Для получения монокристаллов полученные слитки были завернуты в танталовую фольгу, запаяны в кварцевую трубку, из которой предварительно был откачан воздух. Полученные брикеты отжигались в резистивной печи при температуре 1323 K в течение 15 дней с последующей закалкой в воду. Из отожженных слитков $SmCo_5$ были извлечены монокристаллические зерна размером 2-3 мм.

Полевые измерения намагниченности квазисферических и сегментных образцов, полученных после процессов шлифования, проводились на вибрационном магнитометре (ВМ) с точностью более ±0,01 $Ам^2/г$.

Для реализации методики наблюдения методом полярного эффекта Керра и регистрации изображений трансформации доменной структуры во внешнем изменяющемся магнитном поле был разработан программно-аппаратный комплекс на основе оптического микроскопа (Neophot 30, Zeiss) (МОМ). Источником магнитного поля являлся электромагнит. Величину магнитного поля в зазоре электромагнита измеряли с помощью датчика Холла, расположенного на одном полюсе. Максимальное поле в зазоре 3 мм составляло 1,9 Тл.

В отсутствие внешнего магнитного поля и при температурах много ниже T_C в монокристалле $SmCo_5$ формируется равновесная конфигурация ветвящихся доменов с нулевой намагниченностью. Для каждого изображения ДС, соответствующего некоторому значению внешнего магнитного поля, путем определения яркости каждого пикселя, было оценено соотношение между областями, занятыми доменами с различной ориентацией магнитного момента.

При приложении магнитного поля на первом этапе (0,6-0,8 Тл) разветвленные домены трансформируются в регулярную структуру кольцевых доменов с различными значениями внешнего R_e и внутреннего радиуса R_i. Последующее увеличение поля приводит к исчезновению кольцевых доменов, при этом наблюдается три возможных варианта: (1) сужение кольца ($R_e\downarrow$ и $R_i\downarrow$,); (2) обе стенки кольца достигают друг друга ((R_e-R_i)$\downarrow$0); (3) коллапс кольца (при конечных значениях R_e и R_i). Наличие центров задержки смещения доменных границ на поверхности образца $SmCo_5$ приводит к «разрушению» узких колец. Необходимо отметить, что описанная структура и поведение доменов присуще магнитным пленкам толщиной

несколько мкм [2]. На основе анализа изображений были построены кривые $m(H)$ в приведенных единицах, полученные с помощью МОМ (серые кривые на рис. 1) и измеренные на ВМ (черная кривая на рис. 1). Поля насыщения, полученные ВМ и МОМ, различны: для монокристалла $SmCo_5$ эти поля составляют $\mu_0 H_b$ =0,63 Тл и $\mu_0 H_s$ =1,19 Тл, соответственно.

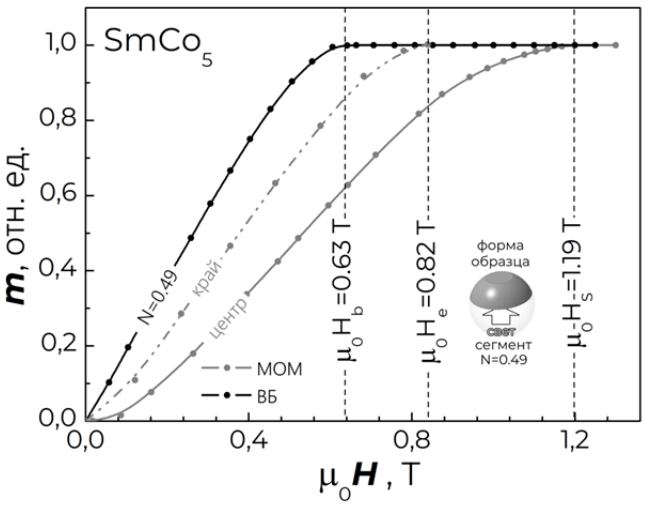


Рис. 1. Полевые зависимости намагниченности монокристалла SmCo5, полученные методами вибрационного магнитометра (черная кривая) и магнитооптического магнитометра (серые кривые) в центре шлифа и на краю. На вставке показана форма измеряемого образца и направление падения света.

Чтобы выяснить причину такой большой разницы в полях насыщения поверхности и объема, были рассмотрены четыре возможных источника этого явления: (I) дополнительная работа, необходимая для насыщения поверхностного слоя (например, магнитострикционной природы); (II) более сильное поле размагничивания у поверхности образцов неэллипсоидальной формы; (III) влияние поля рассеяния вблизи краев или острых углов образца; и (IV) шероховатость поверхности.

Результаты комплексных исследований показали, что поля размагничивания на поверхности, полученные путем численного моделирования (обычный микромагнитный анализ) или оцененные по кривым намагничивания (обычная магнитометрия), в значительной степени соответствуют коэффициенту размагничивания массивного образца. Напротив, эксперименты МОМ показывают, что на поверхности монокристаллов $SmCo_5$ наблюдаются магнитные домены вплоть до магнитного поля выше $\mu_0 Ms$, что значительно превышает обычно используемое поле объемного размагничивания. Другими словами, независимо от формы и соответствующего коэффициента объемного размагничивания поверхность всегда имеет эффективный коэффициент размагничивания $N_{eff} > 1$ и ведет себя как магнитная пленка толщиной в несколько мкм.

Работа выполнена на оборудовании Лаборатории магнитных материалов Центра коллективного пользования Тверского государственного университета при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственной программы в области Научно-исследовательская деятельность (проект № 0817-2020-0007).

Список использованных источников:

1. Coey J. M. D. Perspective and prospects for rare earth permanent magnets /Engineering. – 2020. – Т. 6. – №. 2. – С. 119-131.

2. De Jonge F. A., Druyvesteyn W. F., Verhulst A. G. H. Observations and properties of a new domain: Hollow Bubble /Journal of Applied Physics. – 1971. – Т. 42. – №. 4. – С. 1270-1272.

УДК 537.611.3

ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОПЕРФОРИРОВАННЫХ ПЛЁНОК С ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Зверев В.В.

д.ф.-м.н., профессор Физико-технологический института УрФУ, г.н.с. Лаборатории магнетизма и магнитных наноструктур ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Изможеров И.М.

м.н.с. Лаборатории перспективных магнитных материалов ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

Аннотация. *Данная работа посвящена изучению влияния колумнарных дефектов на процесс перемагничивания тонких плёнок Co (0001) с перпендикулярной анизотропией. Проведены микромагнитные симуляции для плёнки толщиной 200 нм, содержащей массивы дефектов (антиточек) с большим и малым периодами. Рассмотрены случаи различных углов наклона внешнего поля. Также отслеживалась тонкая структура доменных границ, которые могут содержать вертикальные и горизонтальные блоховские линии, в том числе содержащие блоховские точки. Наличие таких структур связано с тем, что дефекты становятся носителями топологического заряда.*

Ключевые слова: *доменная структура, гистерезис, блоховские линии, блоховские точки*

THREE-DIMENSIONAL SIMULATIONS OF THE MAGNETIZATION REVERSAL IN NANO-PERFORATED FILMS WITH PERPENDICULAR ANISOTROPY

Zverev V.V.

Dr.Sc., professor of Physico-technological institute of UrFU, chief researcher of Laboratory of magnetism and magnetic nanostructures IMP UB RAS, Ekaterinburg

Izmozherov I.M.

junior researcher of Laboratory of advanced magnetic materials IMP UB RAS, Ekaterinburg

Annotation. *This work is devoted to the study of the influence of columnar defects on the magnetization reversal process in thin Co (0001) films with perpendicular anisotropy. Micromagnetic simulations have been carried out for a 200 nm thick film containing defect (antidot) arrays with large and small periods. Cases of different tilt angles of the external field are considered. We also watched the fine structure of domain walls, which may contain vertical and horizontal Bloch lines, including those containing the Bloch points. The presence of such structures correlates with the presence of topologically charged antidots.*

Keywords: *domain structure, hysteresis, Bloch lines, Bloch points*

Наблюдающийся в последние годы интерес к изучению топологических структур в поле намагниченности, таких как доменные границы, вихревые структуры, скирмионы, бимероны, связан с возможностью их использования в устройствах записи и хранения информации, логических вентилях, а также в системах нейроморфных вычислений [1,2]. Одним из потенциально возможных способов управления структурой и динамикой таких объектов является искусственное создание в образцах колумнарных немагнитных дефектов (антиточек) [3,4]. В этом случае управление свойствами магнетика может осуществляться при помощи изменения геометрических параметров паттерна (решётки) дефектов. Взаимодействие топологических структур намагниченности с дефектами в тонких плёнках в настоящее время активно изучается. Однако в основном такие исследования опираются на двумерную модель намагниченности для плёнок как с перпендикулярной, так и с плоскостной одноосной анизотропией. Такой подход применим к описанию свойств достаточно тонких плёнок. Однако для плёнок Co (0001) с перпендикулярной анизотропией и близким к единице фактором качества, рассматриваемых в данной работе, при толщине плёнки выше некоторой критической доменные границы (ДГ) будут иметь вихревую структуру, что исключает возможность двумерного рассмотрения. Причиной образования вихревых ДГ является конкуренция вкладов энергии анизотропии и магнитостатической энергии в свободную энергию магнетика. К тому же в образцах, содержащих решётки отверстий, энергетический баланс смещается вследствие возможности более полного замыкания магнитного потока за счёт боковых поверхностей отверстий. В данной работе представлены результаты микромагнитных симуляций процесса перемагничивания плёнок с антиточками. Расчёты выполнены с использованием программного пакета *mumax*[3] [5].

Моделирование явления гистерезиса осуществлялось следующим образом. Рассматривался фрагмент плёнки размером 1024 нм × 1024 нм × 200 нм (толщина плёнки) со случайным начальным распределением намагниченности. Были взяты плёнки, содержащие массивы отверстий в форме прямоугольных параллелепипедов с размерами 60 нм × 60 нм × 200 нм и с периодом p = 100 или 200 нм. По осям, лежащим в плоскости плёнки, были выбраны периодические граничные условия. По оси, перпендикулярной плоскости плёнки и совпадающей с осью лёгкого намагничивания, намагниченность не закреплена (свободные граничные условия). Параметры материала соответствуют плёнке Co (0001): M_s = 1435 Гс, $K_{u1} = 4.46\times10^6$ эрг/см^3, $K_{u2} = 1.5\times10^6$ эрг/см^3, $A = 3.01\times10^6$ эрг/см. Полная энергия системы может быть записана в виде:

$$E = \int dV(w_m + w_a + w_e + w_z), \tag{1}$$

$$w_m = -\frac{1}{2}M_s(\mathbf{H_m m}), \quad w_e = A\left(\left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial z}\right)^2\right), \tag{2,3}$$

$$w_a = -K_{u1}(\mathbf{nm})^2 - K_{u2}(\mathbf{nm})^4, \quad w_z = -M_s(\mathbf{mH}). \tag{4,5}$$

Здесь M_s – намагниченность насыщения, A – обменная константа, K_{u1} и K_{u2} – константы анизотропии, **H –** внешнее магнитное поле, **n** – единичный вектор нормали к поверхности плёнки, **m** – нормированное поле намагниченности.

На первом этапе минимизировалась энергия при случайной начальной конфигурации намагниченности в отсутствие внешнего поля. В дальнейшем поле увеличивалось с шагом 250 Э до достижения поля насыщения. На каждом шаге минимизировалась энергия конфигурации намагниченности для данной величины поля, а в качестве начального бралось результирующее распределение намагниченности для предыдущего шага. На втором этапе поле уменьшалось от значения поля насыщения с аналогичным шагом. Были рассмотрены случаи различных направлений внешнего поля по отношению к плоскости плёнки: поле в плоскости плёнки, перпендикулярно к ней, а также промежуточные значения углов наклона поля. Результаты моделирования петель гистерезиса и конфигураций намагниченности в процессе перемагничивания тонких плёнок представлены на рис.1 и 2 соответственно.

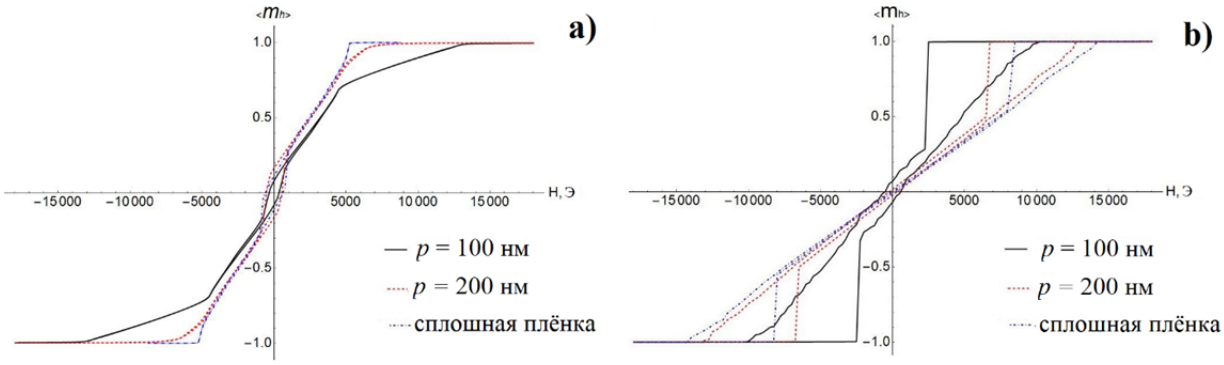


Рис. 1. Петли гистерезиса для случаев внешнего поля направленного: а) в плоскости плёнки, б) перпендикулярно плоскости плёнки

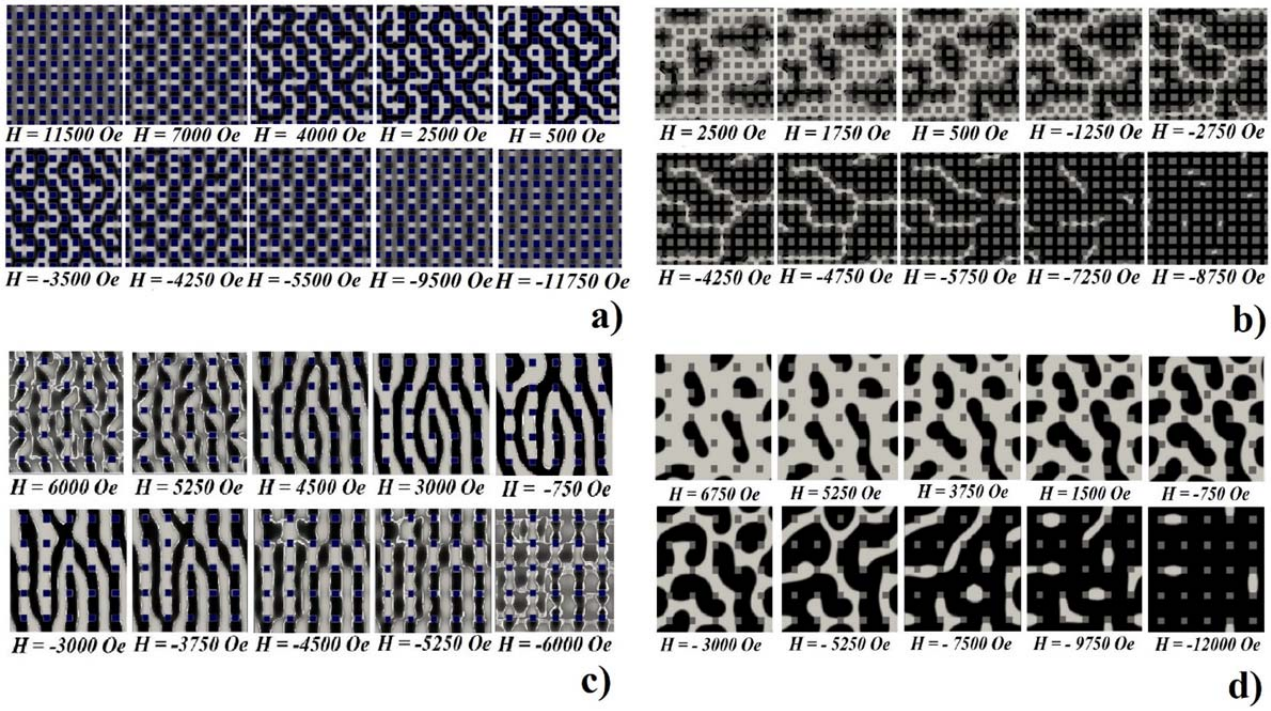


Рис. 2. Снимки доменной структуры в плоскости плёнки при движении по нисходящей ветви петли гистерезиса для случаев: a) p=100 нм, поле в плоскости плёнки, b) p=100 нм, поле в перпендикулярно плоскости плёнки, c) p=200 нм, поле в плоскости плёнки, d) p=200 нм, поле перпендикулярно плоскости плёнки

Можно видеть, что случаи p = 100 и 200 нм качественно отличаются. В случае p = 200 нм распределения намагниченности при перемагничивании описываются в терминах полосовых и цилиндрических доменов, аналогично случаю сплошных плёнок, не содержащих дефектов. В случае же p = 100 нм доменная структура (ДС) должна скорее пониматься как совокупность отдельных доменов, закреплённых между поверхностями антиточек и скачкообразно изменяющих свою намагниченность с изменением поля. Такие скачкообразные изменения отражаются на ходе кривой гистерезиса для p = 100 нм.

При симуляции ДС также отслеживалась тонкая структура доменных границ, которая может существенно отличаться от случая сплошной плёнки, рассмотренного в [6]. Наличие решётки антиточек приводит к тому, что ДГ могут содержать не только вертикальные блоховские линии (БЛ), имеющие в своей структуре блоховскую точку (БТ), но и стабильные горизонтальные БЛ (как содержащие БТ, так и без них).

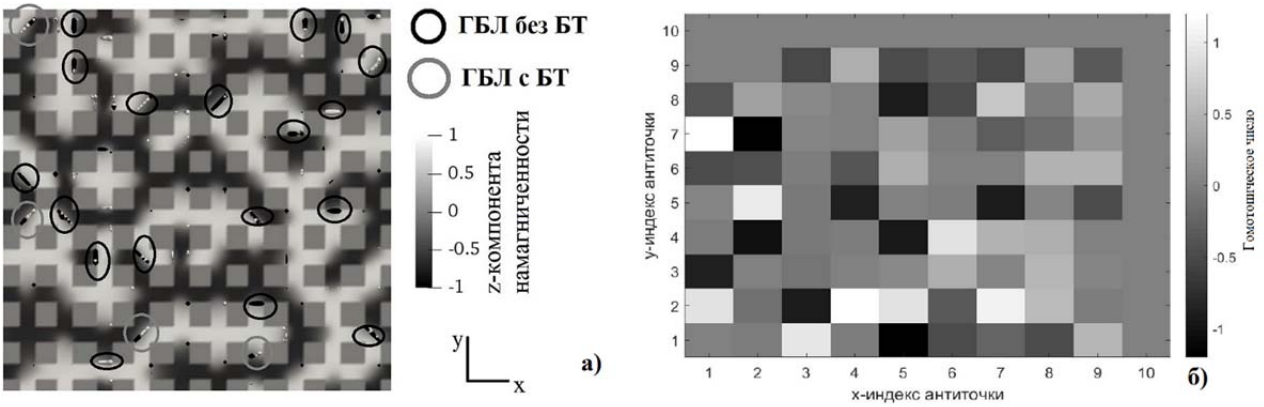


Рис. 3.а) Доменная структура тонкой плёнки Co с периодом решётки антиточек p =100 нм с визуализированными областям локализации горизонтальных блоховских линий, б) карта значений интегралов от плотности гиротропного вектора, рассчитанных по поверхностям антиточек.

Наличие горизонтальных БЛ обусловлено возможностью их закрепления на границах отверстий. Такие горизонтальные БЛ могут быть визуализированы в ДС при помощи специального алгоритма, связанного с численным расчётом значений компонент плотности гиротропного вектора [6] (рис. 3 а). Распределение намагниченности, определяющее вертикальную БЛ, может «закрепляться» на антиточке. Смысл термина «закрепление» в данном случае состоит в том, что, непрерывно экстраполируя распределение намагниченности внутрь отверстия, можно получить «ядро» вертикальной БЛ. Это «ядро» представляет собой наиболее неоднородную часть распределения намагниченности с высокой плотностью обменной энергии, что делает её «помещение» внутрь антиточки энергетически выгодным. Наличие такой тонкой структуры ДГ может приводить к тому, что интегралы от поля гиротропного вектора, рассчитанные по граничных поверхностям отверстий, могут оказываться ненулевыми (рис.3 б). Это можно интерпретировать, как наличие у колумнарных дефектов топологического заряда. Интересно исследовать способы манипуляции топологическим состоянием дефекта с помощью внешних воздействий и путем выбора геометрических параметров массива отверстий.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Сплавы» № АААА-А19-119070890020-3 и при финансовой поддержке согласно постановлению №211 Правительства Российской Федерации, контракт № 02.A03.21.0006.

Список использованных источников:

1. Zhang X. et al. Skyrmion-electronics: Writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications // J. Phys. Condens. Matter – 2020. –V. 32. – № 14. - P. 143001-1-33.
2. Zhang X., Ezawa M., Zhou Y. Magnetic skyrmion logic gates: Conversion, duplication and merging of skyrmions // Sci. Rep. – 2015. – V. 5 – № 1. – P. 1-8.
3. Torres L., Lopez-Diaz L., Iñiguez J. Micromagnetic tailoring of periodic antidot permalloy arrays for high density storage // Appl. Phys. Lett. – 1998. – V. 73 – № 2. – P. 3766-3768.
4. Fettar F., Cagnon L., Rougemaille N. Three-dimensional magnetization profile and multiaxes exchange bias in Co antidot arrays // Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 97. – № 19.
5. Vansteenkiste A. et al. The design and verification of MuMax3 // AIP Advances. – 2014. – V. 4. – № 10. – P. 107133-1-22.
6. Изможеров И.М., Байкенов Е.Ж., Зверев В.В. Трансформации тонкой структуры доменной границы при перемагничивании пленки Co(0001) // Физика металлов и металловедение – 2021. – Т. 122. – № 3. – P. 230-240.

УДК 537.622.4

МИКРОМАГНИТНАЯ СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ

Колесникова В.Г.

Инженер, Научно-Образовательный Центр «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения», Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Лебле С.Б.

Д.ф.-м.н., почётный профессор, Гданьский технологический университет

Солдатов И.В.

К.ф.-м.н., Институт исследования твердого тела и материалов им. Лейбница в Дрездене

Шаффер Р.

Д.ф.-м.н., Профессор, Институт исследования твердого тела и материалов им. Лейбница в Дрездене

Родионова В.В.

К.ф.-м.н., Директор, Научно-Образовательный Центр «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения», Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Аннотация. *Работа посвящена исследованию микромагнитной структуры и магнитных свойств ферромагнитных микропроводов из сплава $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$. Аморфные ферромагнитные микропровода, обладающие магнитной мягкостью, нашли широкое применение в различного рода приложениях: от сенсоров до биомедицинских пинцетов. Вопрос о восстановлении микромагнитной структуры в полном объеме микропровода является актуальным, поскольку процесс намагничивания с участием доменных границ определяет пределы применимости таких микропроводов. В данной работе, сопоставляя теоретические и экспериментальные данные, были исследованы процессы формирования микромагнитной структуры и её трансформации при перемагничивании микропроводов из сплавов на основе Fe, а также влияние этих процессов на интегральные магнитные свойства.*

Ключевые слова: *микропровода, магнитные свойства, доменная граница, магнитомягкий материал*

MICROMAGNETIC STRUCTURE AND ITS INFLUENCE ON THE MAGNETIC PROPERTIES OF FERROMAGNETIC MICROWIRES

Kolesnikova V.G.

Engineer, Immanuel Kant Baltic Federal University

Leble S.B.

Gdańsk University of Technology

Soldatov I.V.

The Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Dresden

Schäfer R.

The Leibniz Institute for Solid State and Materials Research Dresden

Rodionova V.V.

Dr. Assoc. Prof., head of the Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *The work is dedicated to the study of the micromagnetic structure and magnetic properties of ferromagnetic $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$ microwires. Amorphous magnetically soft ferromagnetic microwires are widely used in various applications, from sensors to biomedical tweezers. The question of the reconstruction of the micromagnetic structure in the full volume of a microwire is topical, since the process of magnetization with the participation of domain walls determines the limits of applicability of such microwires. In this work, comparing the theoretical and experimental data, the processes of the formation of the domain structure and its transformation during magnetization reversal for Fe-based microwires, as well as the influence of these processes on the integral magnetic properties, were investigated.*

Keywords: *microwires, magnetic properties, domain wall, soft magnetic material*

Микромасштабные ферромагнитные провода, механизм перемагничивания которых обусловлен быстрым движением доменной стенки, нашли применение в различных сферах деятельности человека: от устройств считывания и кодирования информации до магнитных пинцетов в биомедицине [Mitxelena-Iribarren и др., 2020; Zhukova и др., 2019]. В соответствии с конкретным применением их магнитные и механические свойства могут быть изменены различными способами, как во время процесса изготовления методом Улитовского-Тейлора, так и во время последующей обработки (созданием или снятием внешних напряжений, применением термообработки и другими методами) [Baraban и др., 2019; Rodionova и др., 2018]. На основании экспериментальных оценок и теоретических исследований ранее было установлено, что металлическая жила микропровода состоит из цилиндрического домена, вытянутого вдоль оси провода, окруженного периферией, состоящей из более мелких доменов [Baranov и др., 2006]. Формирование микромагнитной структуры определяется магнитоупругой энергией, которая, в свою очередь, пропорциональна коэффициенту магнитострикции и направлением внутренних механических напряжений [Vereshchagin, 2018; Vereshchagin и др., 2020]. Радиальное распределение величин компонент напряжения определяет объём осевого домена, и, соответственно, объём более мелких радиальных доменов. Однако, понимание о формировании микромагнитной структуры в полном объёме жилы и её изменение от периферии к центру на сегодняшний день отсутствует. Поэтому, проблема восстановления микромагнитной структуры микропровода является актуальной, а её решение может повысить эффективность устройств на основе таких материалов.

В данной работе было исследовано влияние внешнего магнитного поля на распространение доменных границ (ДГ) в аксиально намагниченном коре и в радиально намагниченной периферии. Интегральные петли гистерезиса были измерены методами вибрационной и индукционной магнитометрии. По интегральным характеристикам были оценены объём аксиального домена и доменов периферии. Традиционным методом Сикстуса-Тонска была исследована динамика движения ДГ в аксиально-намагниченном коре, по анализу форма сигнала в приемных катушках – оценена полевая зависимость длины

ДГ. Методом выборочной чувствительности в магнето-оптической микроскопии на основе эффекта Керра [Soldatov, Schäfer, 2017] была исследована поверхностная микромагнитная структура и оценена длинна ДГ на поверхности микропровода, и ее изменение во внешнем магнитном поле. На рис. 1 представлен микромагнитный контраст продольной компоненты магнитного момента для микропровода состава $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$ в магнитном поле разной величины.

Таким образом, были исследованы механизмы перемагничивания областей с разным направлением оси легкого намагничивания и оценена зависимость длины доменной границы от внешнего приложенного поля. На рисунке 2 представлены полевые зависимости длины доменной стенки типа head-to-head, быстрым распространением которой происходит перемагничивание аксиально намагниченного керна, и доменной стенки, перемагничивание путем смещение которой происходит в периферии.

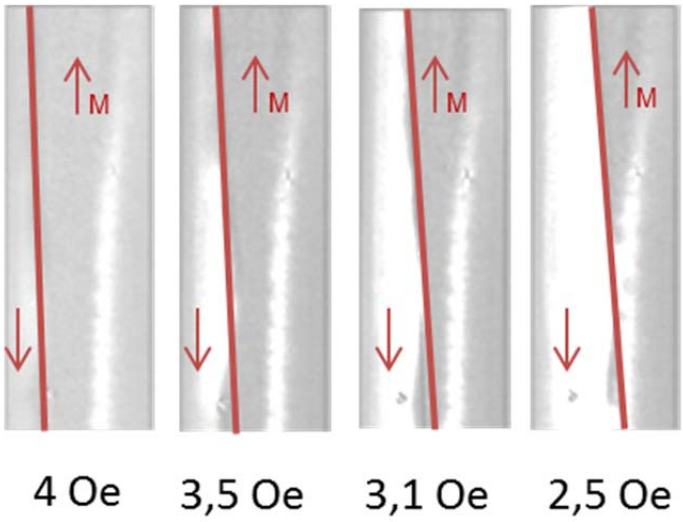


Рис. 1. Контраст продольной компоненты магнитного момента на поверхности микропровода состава $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$ *(d/D=23/29).Магнитное поле направлено вдоль оси микропровода.*

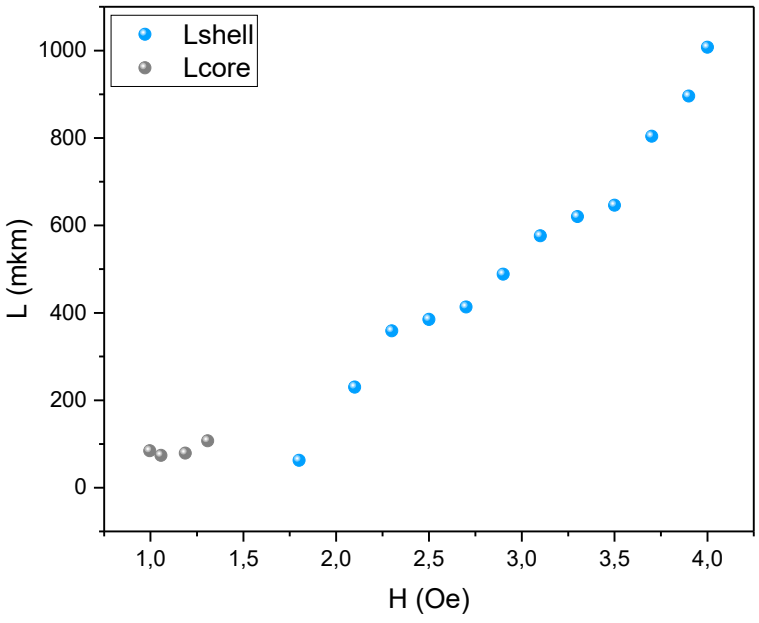


Рис. 2. Зависимость длины ДГ для области микропровода $Fe_{74}B_{13}Si_{11}C_2$ *(d/D=23/29) с аксиальной анизотропией (серые точки) и для периферии с радиальной анизотропией (синие точки).*

Основываясь на решении уравнений Ландау-Лившица-Гильберта, а также на законе сохранения энергии была построена аналитическая модель, описывающую динамику доменной границы ферромагнитных микропроводов из сплава на основе Fe для областей жилы микропровода с различными направлениями лёгкой оси намагничивания. В результате, был оценен вклад процесса перемагничивания каждой области в интегральные магнитные характеристики микропроводов.

Список использованных источников:

1. Baraban I. и др. Effect of glass-removal on the magnetostriction and magnetic switching properties in amorphous FeSiB microwires // J. Magn. Magn. Mater.- 2019. Т. 481. -№ October 2018. С. 50–54.
2. Baranov S. A. и др. Domain structure of Fe-based microwires // Phys. B Condens. Matter.- 2006.- Т. 372. № 1–2. С. 324–327.
3. Mitxelena-Iribarren O. и др. Glass-coated ferromagnetic microwire-induced magnetic hyperthermia for in vitro cancer cell treatment // Mater. Sci. Eng.- C. 2020. Т. 106. -№ October 2019. С. 110261.
4. Rodionova V. V. и др. Tunable Magnetic Properties of Glass-Coated Microwires by Initial Technical Parameters // IEEE Trans. Magn.- 2018. Т. 54.- № 11.
5. Soldatov I. V., Schäfer R. Selective sensitivity in Kerr microscopy // Rev. Sci. Instrum.- 2017. Т. 88. № -7.
6. Vereshchagin M. Structure of domain wall in cylindrical amorphous microwire // Phys. B Condens. Matter.- 2018. -Т. 549. С. 91–93.
7. Vereshchagin M. и др. Structure of head-to-head domain wall in cylindrical amorphous ferromagnetic microwire and a method of anisotropy coefficient estimation // J. Magn. Magn. Mater. -2020.- Т. 504. С. 166646.
8. Zhukova V. и др. Development of magnetic microwires for magnetic sensor applications // Sensors (Switzerland). -2019. -Т. 19. -№ 21.

УДК: 537.622

ВЧ СПЕКТРЫ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ И СТРУКТУРА КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНОК $FeCoB/SiO_2$

Котов Л.Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники (КРФЭ), институт точных наук и информационных технологий (ИТНИТ), СыктГУ

Ласёк М.П.

старший преподаватель КРФЭ, ИТНИТ, СыктГУ

Королев Р.И.

старший преподаватель КРФЭ, ИТНИТ, СыктГУ

Уткин А.А.

старший преподаватель КРФЭ, ИТНИТ, СыктГУ

Калинин Ю. Е.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики твёрдого тела, ВГТУ

Ситников А. В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры физики твёрдого тела, ВГТУ

Аннотация. *Получены ВЧ спектры магнитной проницаемости и тангенса угла потерь композитных пленок $FeCoB/SiO_2$ при различных концентрациях металлической фазы x выше порога перколяции. Приведены зависимости магнитной проницаемости и тангенса угла потерь пленок от концентрации x на частотах: 30, 100, 250 МГц. Гигантское значение магнитной проницаемости связано с наличием микрообластей с полосовой магнитной структурой и малыми ВЧ потерями, характерными для этих композитных пленок.*

Ключевые слова: *ВЧ спектры, магнитная проницаемость, композитные пленки, магнитная микроструктура*

HF MAGNETIC PERMEABILITY SPECTRA AND STRUCTURE OF $FeCoB/SiO_2$ COMPOSITE FILMS

Kotov L.N.

Doctor of Phys. and Math. Sciences, professor, Head of Department of Radiophysics and Electronics (DRE), Institute of Exact Sciences and Information Technologies (IETSI), SyktSU

Lasek M.P.

Senior Lecturer at DRE, IESIT, SyktSU

Korolev R.I.

Senior Lecturer at DRE, IESIT, SyktSU

Utkin A.A.

Senior Lecturer at DRE, IESIT, SyktSU

Kalinin Yu.E.

Doctor of Phys. and Math. Sciences, professor, head of the Dept. of Solid State Physics, VSTU

Sitnikov A.V.

Doctor of Phys. and Math. Sci., professor of the Dept. of Solid State Physics, VSTU

Annotation: *The HF spectra of the magnetic permeability and the tangent of the loss angle of the FeCoB / SiO2 composite films were obtained at various concentrations of the metal phase x above the percolation threshold. The dependencies of the magnetic permeability and the tangent of the loss angle of the films on the concentration x were obtained at frequencies: 30, 100, 250 MHz. The gigantic value of the magnetic permeability is associated with the presence of micro-regions with a stripe magnetic structure and low RF losses, which are characteristic of these composite films.*

Key words: *RF spectra, magnetic permeability, composite films, magnetic microstructure*

Перспективными материалами для ВЧ и СВЧ устройств могут стать композитные плёнки, состоящие из магнитометаллических и диэлектрических фаз. Определение областей применения композитных плёнок требует подробного исследования, в частности, спектров магнитной проницаемости (магнитных спектров) и потерь. В настоящей работе поставлена задача выяснения условий возникновения максимальных значений ВЧ магнитной проницаемости в зависимости от концентрации магнитометаллического сплава выше порога перколяции (протекания металла). В работе получены ВЧ спектры магнитной проницаемости композитных пленок $FeCoB/SiO_2$ в диапазоне частот 30÷300 МГц концентраций магнитного металлического сплава $x \approx 0.42 \div 0.87$ и диэлектрика $y \approx 0.58 \div 0.13$.

Композитные плёнки были получены методом ионно-лучевого напыления [1,2]. При напылении использовались мишени из магнитного металлического сплава $Fe_{0.4}Co_{0.4}B_{0.2}$ и диэлектрика SiO_2, которые осаждались на лавсановый лист (подложку), размерами 297*210 мм^2. При напылении концентрация металлического сплава x изменялась равномерно от 0.42 до 0.87 долей атомов металлического сплава по высоте листа. Определение элементного состава и толщин исследуемых композитных плёнок осуществлялось на сканирующем электронном микроскопе TESCAN MIRA 3 [1,2]. Были определены концентрации элементов, которые могут быть записаны приближенной формулой атомного состава композитных плёнок: $(Fe_{0.42}Co_{0.38}B_{0.2})_x(SiO_2)_y$, где

x= 0.42 ÷ 0.87, x+y=1, y=(1-x)/3. Толщина пленок изменялась в зависимости от x в пределах 0.8÷1.0 мкм.

Распределение магнитных полей вблизи поверхности пленок определялось с помощью сканирующего силового микроскопа Интегра Prima (NT-MDT) [1,2]. В микроскопе использовались кантилеверы MFM10 с силиконовым зондом, покрытым магнитным сплавом CoCr, толщиной 40 nm и радиусом закругления кончика зонда в 10 нм. Из анализа полученных изображений для концентраций x= 0.48 ÷ 0.65 можно отметить, что для композитных пленок наблюдается полосовая магнитная структура с противоположно намагниченными полосами (доменами). Ширина полос приблизительно составляет 0.2 мкм, а длина может быть более 1 мкм. С ростом *x,* начиная с 0.66, магнитная структура показывает значительные изменения. Сначала длинные магнитные полосы разветвляются, затем возникает лабиринтная структура. При этом длина линейного участка полос уменьшается до 0.4 мкм. При самых больших концентрациях металла xε 0.8 полосовая магнитная структура разрушается и возникают большие магнитные области, разбитые на две соседние области с антипараллельной намагниченностью [1,2]. Изменение магнитной структуры после порога перколяции можно назвать эффектом пересыщения магнитного металлического сплава в композитных пленках. Очевидно, что наночастицы диэлектрической фазы SiO_2 должны находиться в самих магнитных полосах.

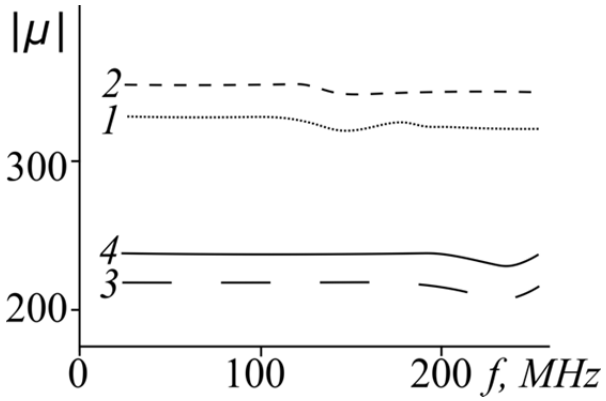


Рис. 1. Спектры модуля магнитной проницаемости композитных плёнок $(Fe_{0.42}Co_{0.38}B_{0.2})_x(SiO_2)_y$ при x: 1-0.44; 2-0.48; 3-0.63; 4-0,85;

Для измерения магнитной проницаемости в диапазоне частот 30÷300 МГц использовался измеритель добротности Е4-11 с катушкой индуктивности, имеющей сечение вытянутого эллипса. Количество витков катушки с ростом частоты от 30 до 300 МГц уменьшалось от 6 до 1, соответственно. Тангенс угла потерь композитных пленок определялся по значениям добротности, деленной на коэффициент заполнения плёнкой объёма катушки. Амплитуда переменного магнитного поля составляла 1 мЭ. Все измерения добротности и индуктивности катушки с пленкой проводились при комнатной температуре.

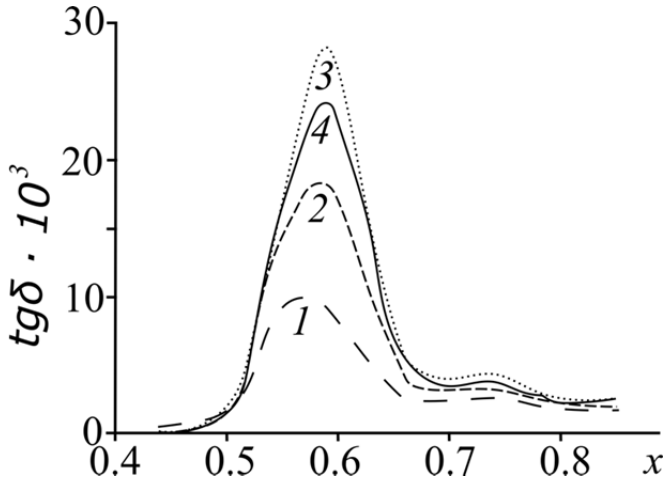


Рис. 2. Зависимость тангенса угла магнитных потерь композитных плёнок $(Fe_{0.42}Co_{0.38}B_{0.2})_x(SiO_2)_y$ от x на частотах: 1-90; 2-150; 3-225; 4-250 МГц;

На основе полученных результатов экспериментов были построены спектры магнитной проницаемости (Рис. 1) и концентрационные зависимости тангенса угла потерь композитных пленок составов $(Fe_{0.42}Co_{0.38}B_{0.2})_x(SiO_2)_y$. Поведение магнитных спектров объяснено на основе полученных изображений магнитного фазового контраста пленок с разными x. В области концентраций x, близких к порогу перколяции x H 0.48 ÷ 0.54, наблюдаются максимальные значения ВЧ магнитной проницаемости. В пленках с этими составами возникают длинные магнитопроводящие полосы (от 1 мкм и более) и шириной от 0.1 до 0.2 мкм. Максимальные значения магнитной проницаемости и тангенса угла потерь (Рис. 2) могут быть связаны с колебаниями большой амплитуды полосовой магнитной структуры. Этот факт показывает, что даже на высоких частотах в композитных пленках возникают когерентные колебания вектора намагниченности магнитных доменов при относительно небольших потерях. При концентрации металла *x* больше 0.7 значение магнитной проницаемости падает, что соответствует возникновению искривленной и разветвляющей магнитной структуры, которая далее с увеличением *x* переходит в лабиринтную структуру. Вследствие уменьшения длины линейных участков магнитных полос с ростом концентрации *x* значения магнитной проницаемости уменьшаются. Тангенс угла потерь растет с увеличением частоты. Композитные пленки, характеризующиеся большими значениями магнитной проницаемости на ВЧ частотах, могут быть использованы для создания ВЧ и СВЧ элементов индуктивности с размерами около 1 мкм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

Список использованных источников:

1. Антонец И.В. , Голубев Е.А., Котов Л.Н. , Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Наноструктура и проводимость аморфных гранулированных композитных пленок $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(Al_2O_3)_{1-x}$ // ЖТФ. – 2016. – Т. 86, № 3. – С. 98-105.

2. Антонец И.В. , Котов Л.Н., Голубев Е.А. , Калинин Ю.Е., Ситников А.В. Структура, проводящие и отражающие свойства аморфных гранулированных композитных пленок $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(ZrO)_{1-x}$ // ЖТФ. – 2017. – Т. 87, № 2. – С. 234-242.

УДК 621.318.132

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЕЖДУ МИКРООБЪЕМАМИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ И ПРОЦЕССЫ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ В СПЛАВЕ $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7,5}$

Лилеев А.С.

д.ф.-м.н., профессор кафедры физического материаловедения
Национального технологического университета «МИСиС»

Аннотация. *В работе проведено моделирование доменной структуры и её изменение в результате термической обработки в сплавах типа $Sm(Co, Cu, Fe, Zr)_{7,5}$. Моделирование проводилось на основе предположения о том, что в этих материалах процесс перемагничивания определяется трудностью отрыва доменной стенки от мест закрепления. Показано, что формирование доменной структуры связано не столько с величиной критического поля отрыва доменной стенки Нкр, сколько с соотношением поля отрыва Нкр и полем магнитостатического взаимодействия Нвз.*

Ключевые слова*: магнитостатическое взаимодействие, моделирование, доменная структура, процессы перемагничивания, термическая обработка, магнитные свойства, коэрцитивная сила.*

INFLUENCE OF THE MAGNETOSTATIC INTERACTION BETWEEN MICROOMYS ON THE FORMATION OF THE DOMAIN STRUCTURE AND PROCESSES OF MAGNETIZATION REVERSAL $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7.5}$ ALLOY TYPE

Lileev A.S.

Dr. Sc, professor of National Research Technological University “MISiS"

Annotation. *In the work, the domain structure is modeled and its change as a result of heat treatment in alloys of the Sm $(Co, Cu, Fe, Zr)_{7.5}$ type. Modeling was carried out on the basis of the assumption that in these materials the magnetization reversal process is determined by the difficulty of tearing off the domain wall from the attachment points. It is shown that the formation of the domain structure is associated not so much with the critical field separation strength of the domain wall Hkr, but with the ratio of the separation field Hkr and the magnetostatic interaction field Hin.*

Keywords: *magnetostatic interaction, modeling, domain structure, processes of magnetization reversal, heat treatment, magnetic properties, coercitive force.*

Вопрос о существенном влиянии внутренних полей магнитостатического взаимодействия между микрообъемами в высокоанизотропных материалах на основе

соединений РЗМ с 3d-переходными металлами на магнитное поведение является одним из сложных вопросов процессов перемагничивания высокоанизотропных материалов и обсуждался неоднократно. Представляется, что термин «микрообъем» полнее отражает процесс перемагничивания, так как объем материала, участвующий в акте перемагничивания существенно меньше зерна поликристаллического материала.

Магнитостатическим взаимодействием вызвано укрупнение магнитных доменов («доменов взаимодействия») в горячедеформированных образцах $Nd_2Fe_{14}B$ при образовании в них кристаллической текстуры за счет рекристаллизации [1]. Образование «каналов перемагничивания» в сплаве $Nd_2Fe_{14}B$, находящемся в высококоэрцитивном состоянии также связано с магнитостатическим взаимодействием между микрообъемами [2]. Магнитостатическим взаимодействие обусловлено явление «Термического намагничивания» - рост намагниченности при нагреве в отсутствии поля образца, размагниченного обратным отрицательным полем $_jHc$ [3].

Целью настоящей работы являлось исследование влияния магнитостатического взаимодействия между микрообъемами на формирование доменной структуры высококоэрцитивного сплава $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7.5}$.

Объектами исследования доменной структуры были образцы сплава $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7,5}$ следующего химического состава, % (масс.) (±0,01): 24,83 Sm; 48,54 Co; 18,23 Fe; 5,92 Cu; 2,59 Zr. после трех термообработок. Выбор режимов термической обработки обусловлен существенным различием в величине коэрцитивной силы сплава, а именно:

1. Охлаждение с температуры гомогенизации 1200°С в струе холодного гелия. Коэрцитивная сила составляет всего Нс= 9.154 кА/м.(0,115 кЭ)

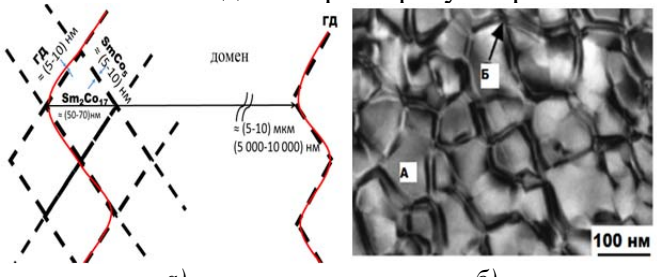
2. Охлаждение со скоростью 50 °С/мин после отпуска при 800°С в течение 16 часов. Коэрцитивная сила увеличивается в двадцать раз и равна Нс=1,5 кЭ (119,4 кА/м).

3. Охлаждение со скоростью 1,7°С/мин после отпуска при 800°С в течение 16 часов Оптимальная термическая обработка. Коэрцитивная сила составляет Нс=29,1кЭ (2316 кА/м).

Изображения доменной структуры в поляризованном свете с использованием эффекта Керра наблюдали с помощью микроскопа Zeiss Axio Scope A1.

Магнитные свойства исследуемых образцов измеряли на гистерезисграфе МН-50

Моделирование гистерезисных свойств выполнялось с помощью программы FMRM, основанная на феноменологическом подходе к процессам перемагничивания, разработанная в работе [4]. Модель материала представляет собой ансамбль микрообъемов, схема которого изображена на Рис. 1, в котором процесс перемагничивания лимитируется таким параметром как поле отрыва доменной стенки от места закрепления - $H_{кр}$. Размер микрообъема – область, проходимая доменной стенкой от одного места закрепления к другому. Микрообъемы характеризуются: полем анизотропии - H_{anis}; намагниченностью насыщения - I_s; размагничивающим фактором зерна - N, углом отклонения оси легкого намагничивания зерна в поликристаллическом материале от направления приложенного поля - Θ. Распределение угла отклонения Θ в модели характеризует кристаллическую текстуру.



а) *б)*

Рис.1. а) Схема моделирования структуры сплава (ГД-граница домена); б) Электронномикроскопический снимок сплава (А - фаза типа $SmCo_5$, фаза типа Sm_2Co_{17}).

В применении к исследуемому сплаву можно считать, что микрообъем соответствует ячейке фазы типа Sm_2Co_{17}, а размер домена области, которую проходит доменная стенка от

одного места закрепления до следующего. Магнитостатическое взаимодействие между микрообъемами учитывали, используя результаты работы [5] по формуле:

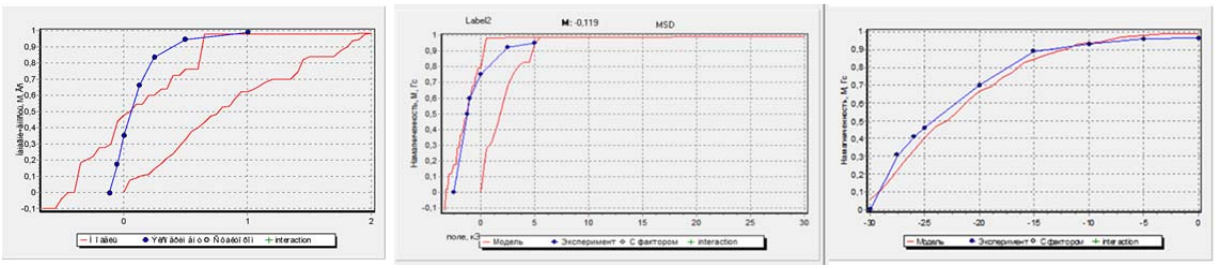
$$h_i = h + \frac{3}{4\pi} \sum_{j=1(j\neq 1)}^{n} m_i F_{ij}$$

Сделана нормировка:

$$m_i = \frac{M_i}{M_s} \; h = \frac{H}{H_s} = \frac{3H}{4\pi M_s}$$

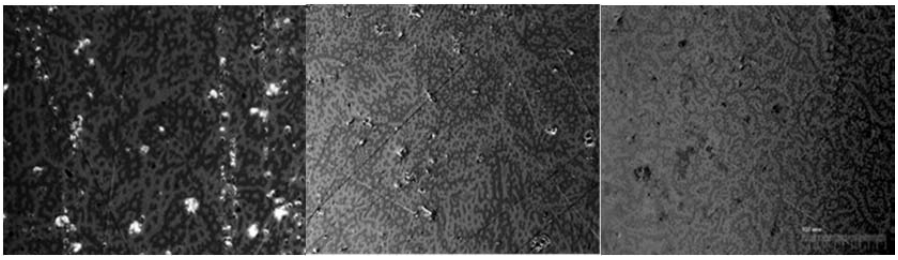
где: mi-намагниченность насыщения i-микрообъема
Hs- поле насыщение микрообъема
H-внешнее поле
$F_{i,j}$ –коэффициент взаимодействия, вычисленный в работе [6]

На Рис.2 представлены рассчитанные и экспериментальные кривые размагничивания для образцов, прошедших вышеуказанные обработки. Имеющие место расхождения хода расчетных кривых связано с большой погрешностью при малых значениях коэрцитивной силы. На Рис.3 представлены доменные структуры соответствующих образцов. Их ось легкого намагничивания перпендикулярна плоскости фотографии. Заметно уменьшение размеров доменов с увеличение коэрцитивной силы сплава. Моделирование доменной структуры соответствует экспериментальным наблюдениям. Однако более ярко эти различия видны в случае,



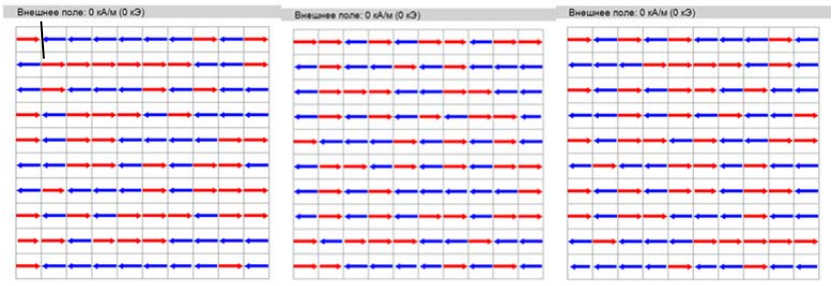
а) б) в)

Рис.2. Скрин – шоты экрана программы FMRM для сплава $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7.5}$.
Синяя кривая с экспериментальными точками; сплошная красная- расчет.
а) – термообработка №1, б) – термообработка №2, в) – термообработка №3



а) б) в)

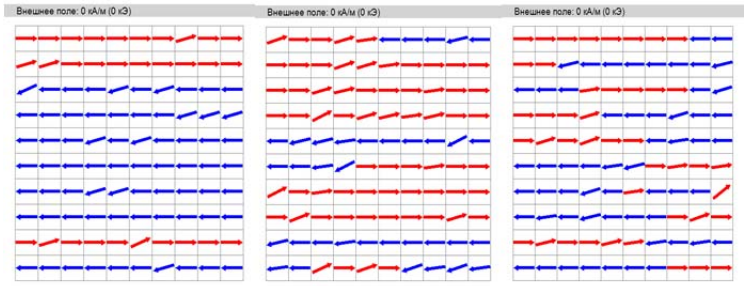
Рис.3 Доменная структура образцов.
а) – термообработка №1, б) – термообработка №2, в) – термообработка №3



а) б) в)

Рис.4. Результат моделирования доменной структуры.
а) – термообработка №1, б) – термообработка №2, в) – термообработка №3

когда она моделируется в плоскости, параллельной оси легкого намагничивания, что представлено на Рис.5. В высокоанизотропных одноосных текстурированных материалах в этой плоскости образуется полосчатая доменная структура, но по ней трудно проследить увеличение ширины доменов, а при моделировании это очевидно.



а) *б)* *в)*

Рис.5. Результат моделирования доменной структуры. Ось легкого намагничивания параллельна плоскости наблюдения.
а) – термообработка №1, б) – термообработка №2, в) – термообработка №3

Корреляция между величиной коэрцитивной силы и размерами доменов в этих сплавах отмечалась неоднократно [6,7]. Коэрцитивной силы структурно чувствительное свойство и она не входит в параметры, определяющие размер домена. Эта корреляция в основном наблюдается на термически размагниченных образцах в отсутствии магнитного поля и, как правило, на образцах одной формы и размера. Последние обстоятельства исключают влияние размагничивающего поля. При используемых термообработках практически не меняются фундаментальные свойства: намагниченность насыщения и константы анизотропии.

Можно предположить, что в данном случае основную роль играет магнитостатическое взаимодействие и его соотношение с эффективностью мест закрепления доменной стенки. Когда закрепление слабое, магнитостатическое взаимодействие проталкивает доменную стенку на большее расстояние, соответственно, размеры доменов становятся больше.

Это предположение и является заключением работы

Список использованных источников

1. Khlopkov K., Gutfleisch O., SchaferR., Hinz D., H. Muller K.-H., Schultz L. Interaction domains in die-upset NdFeB magnets in dependence on the degree of deformation // JMMM. ─2004. ─ V.272–276 ─ P.1937–1939.
2. Лилеев А.С., Викторов В.Н., Старикова А.С. Влияние межчастичного магнитостатического взаимодействия на процессы перемагничивания в сплавах неодим-железо-бор. //Известия РАН. Серия физическая. ─2010. ─ Т.74. ─№10. ─С.1459-1461
3. Ариничева О.А., Лилеев А.С., Сеин В.А., Старикова А.С. Моделирование особенностей процесса перемагничивания в сплавах для постоянных магнитов на основе РЗМ. // Перспективные материалы, Специальный выпуск. ─2011. ─№11. ─ С.179-190.
4. Лилеев А.С., Викторов В.Н., Разумейко Б.Г. и др. // Программа визуализации результатов феноменологического моделирования процессов перемагничивания высокоанизотропных одноосных магнитных материалов / Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2013610413.13.11.2012.
5. E. Schabes and A. Aharoni // IEEE Transactions on Magnetics. ─ 1987. ─ v.23. ─ No.6. ─ P. 3882-3889.
6. Gutfleisch O., Muller K.-H., Khlopkov K, Wolf M., Yan A., Schafer R., T.Gemming, Schultz L. Evolution of magnetic domain structures and coercivity in high-performance SmCo 2:17-type permanent magnets // Acta Materialia. ─ 2006. ─ V.54 ─ P.997–1008
7. Лилеев А.С, Пинкас В.В, Ворончихина К.В., А.В.Гунбин. Обратимые изменения коэрцитивной силы в сплаве системы Sm-Co-Cu-Fe-Zr для постоянных магнитов при циклических термических обработках // МиТОМ. ─2018. ─ №8. ─С. 4-8.

УДК 537.622.4

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОСТРИКЦИОННЫХ СВОЙСТВ АМОРФНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРОПРОВОДОВ В СТЕКЛЯННОЙ ОБОЛОЧКЕ

Литвинова А.И
аспирант, Институт физико-математических наук и информационных технологий БФУ им. И. Канта

Родионова В.В.
к. ф.-м. н., доцент, Институт физико-математических наук и информационных технологий; директор Научно-образовательного центра «Умные материалы и биомедицинские приложения» БФУ им. И. Канта

Аннотация. *В данной работе приведены результаты измерения коэффициента магнитострикции аморфных ферромагнитных микропроводов из различных сплавов (Fe и Co). Коэффициент магнитострикции был получен методом малоуглового вращения магнитного момента (SAMR). Для исследуемых образцов построены петли гистерезиса в зависимости от прикладываемых механических напряжений. По данным графика вычислено значение поля магнитной анизотропии, приведены теоретические расчеты коэффициента магнитострикции по данным зависимости Нк(σ) и проведен сравнительный анализ полученных значений $\lambda_{S,0}$. А также оценено значение закалочных напряжений исследуемых образцов внутри металлической жилы.*

Ключевые слова. *Аморфные ферромагнитные микропровода, магнитострикция, петли гистерезиса, поле магнитной анизотропии, метод SAMR.*

INVESTIGATION OF MAGNETOSTRICTION PROPERTIES OF AMORPHOUS FERROMAGNETIC MICROWIRES IN A GLASS SHELL

Litvinova A.I.
postgraduate student, Institute of Physical and Mathematical Sciences and Information Technologies IKBFU

Rodionova V.V.
Ph.D., Associate professor, Institute of Physical and Mathematical Sciences and Information Technologies, Director of the Science and Education Center «Smart Materials and Biomedical Applications» IKBFU

Annotation. *This work presents the results of measuring the magnetostriction coefficient of amorphous ferromagnetic microwires from various alloys (Fe and Co). The magnetostriction coefficient was obtained by the method of small angle rotation of the magnetic moment (SAMR). The hysteresis loops are constructed for the simples depending on the applied mechanical stresses. According to the graph data, the value of the magnetic anisotropy field is calculated, theoretical calculations of the magnetostriction coefficient are given according to the dependence Hc (σ), and a comparative analysis of the obtained values of $\lambda_{S,0}$ is carried out. The value of quenching stresses in the investigated samples inside the metal core was also estimated.*

Keywords. *Amorphous ferromagnetic microwires based on Fe, Co; magnetostriction, hysteresis loops, magnetic anisotropy field, stresses (internal and external), SAMR method.*

Аморфные ферромагнитные микропровода нашли широкое применение их использования в качестве элементов кодирующих и логических устройств [1-3]. Классификацию аморфных микропроводов обычно производят по их магнитным свойствам, которые зависят от величины коэффициента магнитострикции сплава, из которого они изготовлены. Металлическая жила аморфного микропровода в стеклянной оболочке изготавливается на основе железа, кобальта и их сплава.

Аморфные микропровода с положительной константой магнитострикции обладают превосходными свойствами магнитомягких материалов (коэрцитивная сила не более 4

кА/м) [3]. Процесс перемагничивания, обеспечивающий магнито-бистабильное поведение таких микропроводов, позволяет доменной границе достигать высоких значений скоростей [1,2]. Обнаруженные уникальные свойства аморфных микропроводов с отрицательным коэффициентом магнитострикцией - гигантский магнитоимпедансный эффект. В микропроводах, металлическая жила которых изготовлена на основе кобальта, наблюдается значительное изменение высокочастного импеданса под действием постоянного магнитного поля [4].

В процессе изготовления аморфных ферромагнитных микропроводов, покрытых стеклянной оболочкой, в их металлической жиле возникают внутренние механические напряжения: (i) закалочные и (ii) из-за разницы коэффициентов теплового расширения металла и стекла. Разделить вклад от различных напряжений сложно ввиду комплексности процесса остывания микропровода в процессе его изготовления. Понимание механизмов формирования свойств в зависимости от напряжений различной природы позволит изготавливать микропровода с заданными свойствами. Таким образом, задача исследования совместного и раздельного влияния напряжения различной природы на магнитные свойства микропровода является актуальной.

Коэффициент магнитострикции линейно зависит от прикладываемого внешнего напряжения, данная зависимость исследована в работах [4, 5] и выражается как:

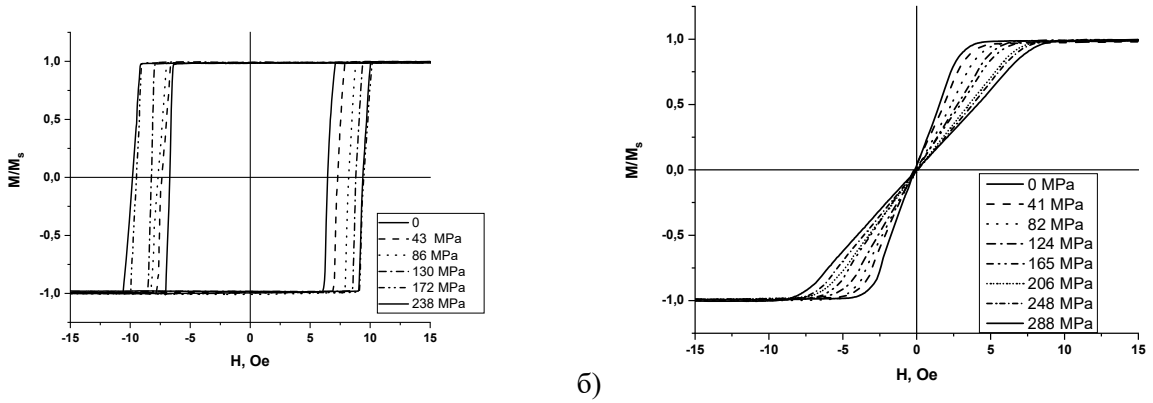
$$\lambda_{S,\sigma} = \lambda_{S,0} - \beta\sigma \qquad (1)$$

где $\lambda_{S,\sigma}$ – коэффициент магнитострикции с учетом приложенного внешнего напряжения, $\lambda_{S,0}$ – начальный коэффициент магнитострикции насыщения (напряжение $\sigma = 0$), константа β имеет значение порядка 10^{-10} $(\text{МПа})^{-1}$ [5]. Коэффициент магнитострикции $\lambda_{S,0}$ измеряется хорошо известным методом малоуглового вращения магнитного момента (SAMR) [6]. Метод SAMR основан на регистрации сигнала отклонения магнитного момента керна микропровода от оси легкого намагничивания. В зависимости от значения коэффициента магнитострикции получаются микропровода с различной доменной структурой. В научной литературе опубликовано достаточно большое количество работ по измерению коэффициента магнитострикции аморфных ферромагнитных микропроводов на основе кобальта [4, 5, 7, 8,]. Это связано с тем, что установка для измерения λ_S методом SAMR достаточно чувствительна к величине угла отклонения магнитного момента от оси легкого намагничивания. Таким образом, вследствие определенной микромагнитной структуры аморфных микропроводов на основе кобальта (циркульная направленность магнитного момента в большем объеме провода) коэффициент магнитострикции измеряется с большей точностью, чем для аморфных микропроводов на основе железа.

В данной работе представлены результаты измерений коэффициента магнитострикции аморфных ферромагнитных микропроводов в стеклянной оболочке, изготовленных методом Улитовского-Тейлора, из двух сплавов: $Fe_{7,5}Si_{17,5}B_{15}$, с отношением диаметра металлической жилы к общему диаметру d/D = 17 мкм/26 мкм = 0,65; $Co_{67,05}Fe_{3,85}Ni_{1,44}B_{11,53}Si_{14,47}Mo_{1,66}$, с отношением диаметра металлической жилы к общему диаметру d/D = 17,4 мкм/21,6 мкм = 0,81. Эксперимент по измерению коэффициента магнитострикции аморфных микропроводов в стеклянной оболочке различных сплавов проводился в два этапа: (a) прямое измерение (получение величины коэффициента магнитострикции методом SAMR); (b) косвенное измерение (теоретический расчет из экспериментальных данных). Основной задачей данного эксперимента является подтвердить достоверность получаемых результатов на установке по измерению λ_S методом SAMR для аморфных микропроводов на основе железа.

Для каждого микропровода были получены петли гистерезиса в зависимости от приложенных внешних напряжений. К концу микропровода была подвешена механическая нагрузка как растягивающее напряжение. По петлям гистерезиса аморфных ферромагнитных микропроводов в стеклянной оболочке проведена оценка зависимости поля магнитной анизотропии от прикладываемых напряжений. В случае характерной прямоугольной петли

для магнитобистабильных микропроводов на основе железа значение коэрцитивной силы H_c равно полю магнитной анизотропии $H_к$. Для аморфных ферромагнитных микропроводов на основе кобальта наблюдалась S-образная петля гистерезиса.



а) б)

Рис. 1. Петли гистерезиса исследуемых образцов:(а) $Fe_{7,5}Si_{17,5}B_{15}$,(б)$Co_{67,05}Fe_{3,85}Ni_{1,44}B_{11,53}Si_{14,47}Mo_{1,66}$.

По данным для величины магнитного поля анизотропии, полученной из петель гистерезиса, построен график зависимости $H_к$ от напряжений σ (рис. 2). Построенная зависимость Нк (σ) была аппроксимирована полином второго порядка:

$$H_k = a\sigma^2 + b\sigma + c \qquad (2)$$

где a, b, c – определяемые константы [4]. Учитывая связь между линейной магнитострикцией и полем анизотропии:

$$\lambda_s = \frac{\mu_0 M_s}{3}\frac{dH_k}{d\sigma} \qquad (3)$$

получаем формулу (1), где:

$$\lambda_{S,0} = \frac{1}{3}\mu_0 M_s b \qquad (4)$$

$$\beta = \frac{d\lambda_s}{d\sigma} = \frac{2}{3}\mu_0 M_s a \qquad (5)$$

В таблице 1 приведена формула полученных полиномов и значения его констант после аппроксимации графика зависимости поля магнитной анизотропии от прикладываемого механического напряжения.

Таблица 1. Формула полинома аппроксимации графика зависимости поля магнитной анизотропии от прикладываемого механического напряжения Нк(σ).

Образец	Полином $H_k = a\sigma^2 + b\sigma + c$			$\lambda_{S,0}$ 10^{-6}
	a, 10^{-9}, $(\text{MPa})^{-1}$	b, 10^{-6}	c	
$Fe_{7,5}Si_{17,5}B_{15}$	7,1	3,15	542,4	1,32
$Co_{67,05}Fe_{3,85}Ni_{1,44}B_{11,53}Si_{14,47}Mo_{1,66}$	-1,1	-1,43	- 177,7	0,59

Используя данные графика были получены начальный коэффициент магнитострикции ($\sigma = 0$) по формуле (4), проведена оценка коэффициента β по формуле (5) Коэффициент β для микропровода на основе железа равен $5{,}9 \cdot 10^{-9}(\text{MPa})^{-1}$, для микропровода на основе кобальта $9{,}2 \cdot 10^{-10}(\text{MPa})^{-1}$.

Методом SAMR для обоих образцов были получены значения начальной константы магнитострикции $\lambda_{S,0}$, указанные в таблице 2. Как видно из таблицы 2, величины коэффициента магнитострикции исследуемых образцов, измеренные методов SAMR, хорошо коррелируют со значениями, полученными косвенным измерением.

Таблица 2. Значение коэффициента магнитострикции исследуемых образцов.

Образец	$\lambda_{S,0}$, метод SAMR	$\lambda_{S,0}$, косвенное измерение	Погрешность измерения
$Fe_{7,5}Si_{17,5}B_{15}$	$1{,}19 \cdot 10^{-6}$	$1{,}32 \cdot 10^{-6}$	11%
$Co_{67,05}Fe_{3,85}Ni_{1,44}B_{11,53}Si_{14,47}Mo_{1,66}$	$-5{,}53 \cdot 10^{-7}$	$-5{,}98 \cdot 10^{-7}$	8%

Погрешность данных 8% для аморфных микропроводов в стеклянной оболочке на основе кобальта доказывает оптимальный выбор метода SAMR для измерения коэффициента магнитострикции.

Также наблюдается отличие порядка коэффициента β для исследуемого образца на основе Fe. Для магнитобистабильных микропроводов в стеклянной оболочке следует искать пути оптимизации эксперимента по измерению значения коэффициента магнитострикции с целью уменьшения величины погрешности. По значению константы c в полученном полиноме Нк (σ) исследуемых микропроводов можно оценить вклад закалочных напряжений, как было сделано в работе [4]. Если в полиноме Нк (σ) рассматривать линейный участок, то по формуле (6) можно вычислить величину закалочных напряжений [5]:

$$\lambda_s = \frac{\mu_0 M_s}{3}\frac{H_k}{\sigma} \qquad (6)$$

Следовательно, для образца из сплава $Fe_{7,5}Si_{17,5}B_{15}$ величина закалочных напряжений составляет примерно 172 МПа, для аморфного ферромагнитного микропровода из сплава $Co_{67,05}Fe_{3,85}Ni_{1,44}B_{11,53}Si_{14,47}Mo_{1,66}$ - примерно 125 МПа.

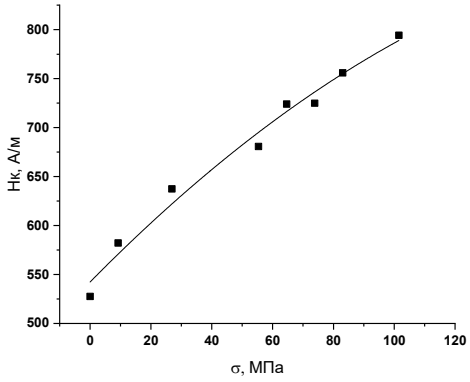


Рис.2. Зависимость поля магнитной анизотропии от напряжения образца $Fe_{7,5}Si_{17,5}B_{15}$, d/D=17 мкм/26 мкм=0,65.

В работе [4] для аморфного микропровода из сплава $Co_{68.,1}Fe_{4,4}Si_{12,5}B_{15}$ величина закалочных напряжений принимает значение 270 МПа. Результаты измерения коэффициента магнитострикции исследуемых образцов из сплава $Co_{67,05}Fe_{3,85}Ni_{1,44}B_{11,53}Si_{14,47}Mo_{1,66}$, представленные в данной работе, хорошо коррелируют с данными эксперимента в работе [4] для аморфных микропроводов на основе кобальта. Используемый метод расчета коэффициента магнитострикции (метод SAMR и косвенное измерение) образцов из сплава $Fe_{7,5}Si_{17,5}B_{15}$ дает погрешность больше 10%. Причиной такого расхождения в результатах прямого и косвенного измерений является особенность микромагнитной структуры аморфных микропроводов на основе железа с положительной константой магнитострикции.

Список используемых источников.

1. Zhukov A. Glass-coated magnetic microwires for technical applications // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. –V.242 – 245. – Part 1. – P.216 - 223.
2. Rodionova V., Ilyn M., Ipatov M., Zhukova V., Perov N. and Zhukov A. Spectral properties of electromotive force induced by periodic magnetization reversal of arrays of coupled magnetic glasscovered microwires // J. Appl. Phys. – 2012. – V. 111. – №7. – P.07E735.
3. Zhukova V., Ipatov M. and Zhukov A. Thin Magnetically Soft Wires for Magnetic Microsensors // Sensors. – 2009. – V.9.– №11. – P. 9216 - 9240.
4. Knobel, M., Gómez-Polo, C., Vázquez, M. Evaluation of the linear magnetostriction in amorphous wires using the giant magneto-impedance effect // J. Magn. Magn. Mater. –1996. – №160. – P.243 - 244.
5. Corte-Leon P., Zhukova V., Ipatov M., et al, Stress dependence of the magnetic properties of glass-coated amorphous microwires // J. Alloy Compd. – 2019. – №789. – P.201-208.
6. Narita K., Yamasaki J. and Fukunaga H. Measurement of saturation magnetostriction of a thin amorphous ribbon by means of small-angle magnetization rotation // IEEE Trans. Magn. – 1980. – №16. – P.435 - 439.
7. Chichay K., Rodionova V., Zhukova V., et al, Investigation of the magnetostriction coefficient of amorphous ferromagnetic glass coated microwires // J. Appl. Phys. – 2014. – №116. – P. 173904.
8. Zhukov A., Churyukanova M., Kaloshkin S., et al, Magnetostriction of Co–Fe-Based Amorphous Soft Magnetic Microwires // J. of Electron. Mater. – 2016. – №45. – P.1.

УДК 537.622.6

АСИММЕТРИЧНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В КРИСТАЛЛАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Мехоношин Д.С.

младший научный сотрудник Института естественных наук и математики Уральского Федерального Университета им. первого Президента России Б.Н. Ельцина

Памятных Л.А.

к.ф.-м.н., с.н.с.
зав. лабораторией магнитной доменной структуры Института естественных наук и математики Уральского Федерального Университета им. первого Президента России Б.Н. Ельцина

Аннотация. *В монокристаллических пластинах феррита-граната с магнитокристаллической кубической ($K_1 < 0$) и наведённой анизотропией экспериментально исследованы асимметричные колебания доменных границ в переменном магнитном поле. Методом микромагнитного моделирования показан асимметричный по направлению магнитного поля изгиб вихревых доменных границ в пластинах феррита-граната.*

Ключевые слова: *магнитные доменные границы, ферриты-гранаты, микромагнитное моделирование*

ASYMMETRICAL OSCILLATIONS OF DOMAIN WALLS IN IRON GARNET CRYSTALS

Mekhonoshin D.S.

junior researcher, laboratory of magnetic domain structure, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University named after the first President of Russia B.N.Yeltsin

Pamyatnykh L.A.

Ph.D., Senior Researcher
head laboratory of magnetic domain structure, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University named after the first President of Russia B.N.Yeltsin

Annotation. *Asymmetrical oscillations of magnetic domain walls in single crystal iron garnet plates with cubic ($K_1 < 0$) and induced magnetic anisotropy have been investigated. The asymmetrical deformation of vortex domain walls in iron garnet plates in the magnetic field was revealed by the method of micromagnetic modeling.*

Keywords: *magnetic domain walls, iron garnets, micromagnetic modeling*

В последнее время множество исследований было посвящено исследованию однонаправленного движения магнитных доменных границ (ДГ) под действием переменных магнитных полей, кратковременных импульсов тока и др. [1]. В [2] на примере монокристаллических пластин ферритов-гранатов была показана связь между дрейфовым движением доменных границ в гармонических и импульсных магнитных полях и асимметричностью колебательного движения ДГ при амплитудах переменного поля ниже порогового поля начала дрейфа. Особенностью исследованных образов в [2] являлось наличие магнитокристаллической и наведённой анизотропии. Целью настоящей работы являлось установление возможных причин асимметрии колебаний ДГ в низкочастотном магнитном поле, для чего вместе с экспериментальными исследованиям движения ДГ проведено микромагнитное моделирование структур ДГ в пластинах ферритов-гранатов с комбинированной магнитной анизотропией.

Таблица 1. Параметры исследованного образца: L – толщина пластины, K_1 – константа кубической анизотропии, K_u – константа одноосной анизотропии, K_p – константа орторомбической анизотропии, M_s – намагниченность насыщения

Состав	L, мкм	K_1, эрг/см^3	K_u, эрг/см^3	K_p, эрг/см^3	M_s, Гс
$(TbErGd)_3Fe_5O_{12}$	50	$-6{,}5 \cdot 10^3$	$0{,}9 \cdot 10^3$	$12{,}7 \cdot 10^3$	19

Колебания доменных границ исследованы в монокристаллической пластине-(111) феррита-граната $(TbErGd)_3Fe_5O_{12}$. Образец обладал как магнитокристаллической кубической анизотропией ($K_1 < 0$), так и наведённой анизотропией, имеющей одноосную и ромбическую составляющую. Параметры образца приведены в таблице 1. Вследствие сложного характера анизотропии ось лёгкого намагничивания образца совпадает с кристаллографическим направлением [−111], расположенным под углом 19,5° к плоскости образца. Доменная структура образца выявлялась с помощью магнитооптического эффекта Фарадея с применением стробоскопической методики (длина волны $\lambda = 532$ нм, длина импульса подсветки $\tau = 10$ нс).

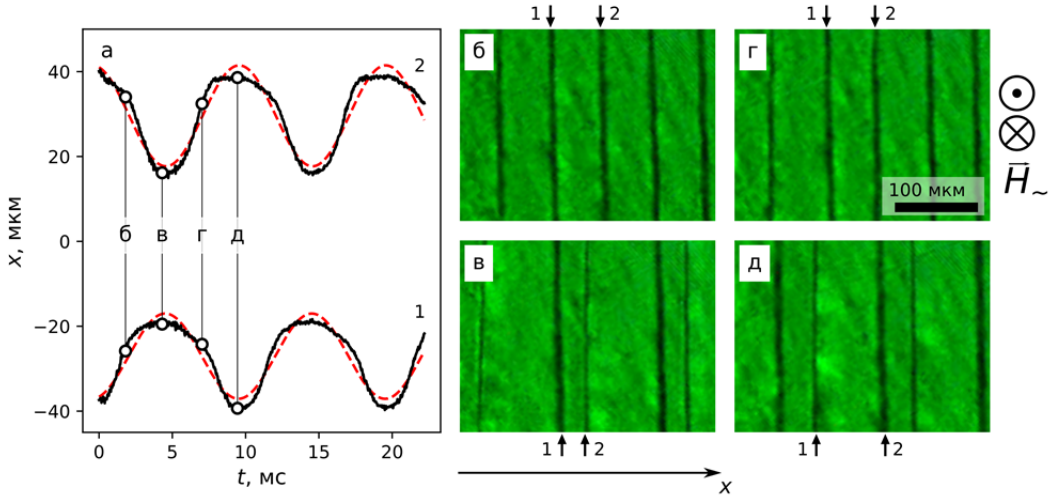


Рис.1. а) Зависимости координат доменных границ от времени при амплитуде поля $H_0 = 31$ Э и частоте $f = 100$ Гц. Пунктирными линиями обозначены аппроксимации экспериментальных зависимостей гармоническими функциями. б–д) Изображения доменной структуры образца в контрасте доменных границ в моменты времени б) 1,8, в) 4,3, г) 7,0, д) 9,4 мс

Переменное магнитном поле $H_0\sin(2\pi ft)$ прикладывалось перпендикулярно плоскости образца. Зависимости координат двух соседних доменных границ от времени при амплитуде магнитного поля $H_0 = 31$ Э и частоте $f = 100$ Гц приведены на рис. 1а. Видно, что смещение ДГ происходит не по синусоидальному закону, несимметрично относительно центрального

положения ДГ. Следует отметить, что исследования, проведённые при вариации частоты магнитного поля, показывают, что асимметрия смещения ДГ сохраняется вплоть до квазистационарных полей. На рис. 1б-д) приведены изображения доменных структур образца (в контрасте доменных границ) в различные моменты времени в течение периода поля. Видно, что в процессе колебательного движения границы 1 изменяется её наблюдаемая ширина: при максимальном смещении ДГ вдоль оси x вправо (рис. 1в) граница 1 выглядит наиболее широкой, при максимальном смещении влево – наиболее узкой (рис. 1д). Аналогичная закономерность наблюдается для соседней доменной границы 2, причём изменение наблюдаемой ширины определяется направлением её смещения, а не направлением магнитного поля. Всё это позволяет предположить, что в процессе смещения доменной границы в магнитном поле происходит изменение её тонкой структуры, которое и обуславливает отличие формы колебаний границы от синусоидальной [2].

В работе представлены результаты микромагнитного 2D-моделирования доменной структуры толстой (L = 50 мкм) пластины-(111). Грани пластины были ориентированы относительно осей $[01\bar{1}]$и $[2\bar{1}1]$, как показано на рис 2. Размер области по направлениям Oy и Oz был выбран равным 50 мкм, были заданы периодические граничные условия по осям x и y. Размеры одной ячейки: 0,049 × 0,098 × 0,1 мкм^3. Учитывалось наличие обменного взаимодействия, взаимодействия намагниченности с внешним и размагничивающим полями, а также наличие кубической и одноосной магнитной анизотропии. Ось лёгкого намагничивания наведённой одноосной анизотропии задана в направлении $[1\bar{1}1]$. Значение констант анизотропии соответствовало параметрам реального образца (табл.1). Моделирование проведено в пакете mumax3 [3].

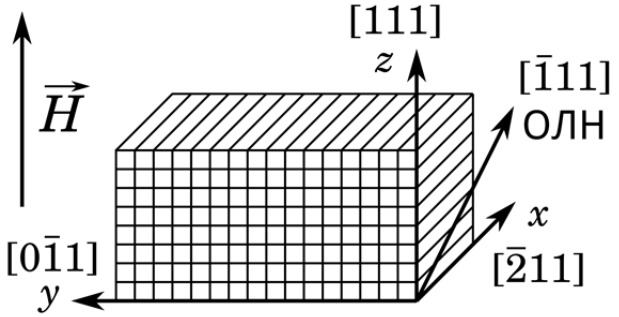


Рис.2. Схема дискретизации пластины и ориентации кристаллографических осей

На рисунке 3 приведены результаты численного моделирования. Была задана начальная структура с двумя доменными границами с одинаковым направлением разворота намагниченности, получившаяся в результате минимизации свободной энергии [4] структура приведена на рис.3а. Несмотря на большую толщину пластины, в образце реализуются асимметричные вихревые блоховские доменные границы (рис.3б,в) [5,6], вблизи поверхности образца имеются области замыкания магнитного потока. Далее проводилась процедура минимизации энергии структуры при наличии постоянного магнитного поля H = 20 Э, направленного вдоль оси z (рис. 3г-е) и против оси z (рис. 3ж-и). В магнитном поле асимметрично изменяется изгиб доменной границы: площадь границы, намагниченность в которой сонаправлена с внешним полем, увеличивается, изгиб границы возрастает (рис. 3д,и), у границы с противоположным направлением разворота намагниченности площадь уменьшается, ДГ выпрямляется (рис.3е,з). В свою очередь изменение изгиба ДГ приводит к изменению её наблюдаемой ширины при визуализации доменной структуры с использованием эффекта Фарадея. Асимметричное по направлению магнитного поля изменение формы доменной границы может быть ответственно за асимметрию смещения границы в переменном магнитном поле, наблюдавшуюся экспериментально [2]. В работе приводятся полученные методом микромагнитного моделирования данные по смещениям ДГ в постоянных магнитных полях и колебаниям ДГ в переменных полях.

Таким образом, в монокристаллической пластине-(111) феррита-граната с сосуществующими кубической ($K_1 < 0$) и наведённой одноосной анизотропией исследованы асимметричные колебания доменных границ в низкочастотном магнитном поле. Методом микромагнитного моделирования установлена структура границы, показан асимметричный по магнитному полю изгиб границы, который приводит к изменению наблюдаемой ширины ДГ при её визуализации с использованием магнитооптического эффекта Фарадея и асимметричности смещения ДГ в переменном магнитном поле.

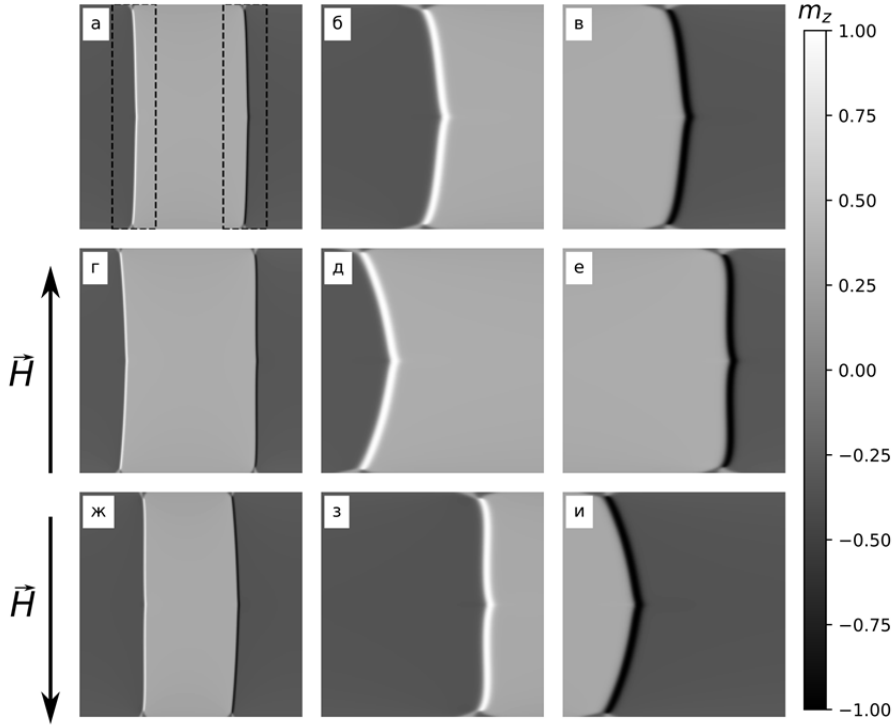


Рис.3. Изображения полученных в результате микромагнитного моделирования yz-сечений доменных структур пластины-(111) при величинах магнитного поля H = 0 Э (а–в), H = 20 Э (г–е), H = −20 Э (ж–и). Изображения на рис.3б,в,д,е,з,и соответствуют областям, выделенным рамками на рис.3а

Работа выполнена в рамках Госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект FEUZ-2020-0051).

Список использованных источников:

1. Parkin S.S.P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory // Science. – 2008. – Vol. 320. – №. 5873. – P. 190–194.

2. Памятных Л.А., Мехоношин Д.С., Памятных С.Е., Агафонов Л.Ю., Лысов М.С., Шматов Г.А. Асимметричность колебаний доменных границ в гармоническом и импульсном магнитных полях в кристаллах ферритов-гранатов с дрейфом полосовой доменной структуры // Физика твёрдого тела. – 2019. – Т. 61. – №. 3. – С. 483–492.

3. Vansteenkiste A. et al. The design and verification of MuMax3 // AIP advances. – 2014. – Vol. 4. – №. 10. – P. 107133.

4. Exl L. Et al. LaBonte's method revisited: An effective steepest descent method for micromagnetic energy minimization //Journal of Applied Physics. – 2014. – Vol. 115. – №. 17. – P. 17D118.

5. Rave W., Hubert A. Micromagnetic calculation of the thickness dependence of surface and interior widths of asymmetrical Bloch walls // J. Magn. Magn.Mat. – Vol. 184. – 1998. – P. 179–183.

6. Дубовик М.Н., Зверев В.В., Филиппов Б.Н. Двумерное микромагнитное моделирование доменных структур в плёнках с комбинированной анизотропией // Физика твёрдого тела. – 2013. – Т. 55. – №. 10. – С. 1942-1949.

УДК 537.9

ОСОБЕННОСТИ НАМАГНИЧИВАНИЯ НАНОДИСКА С ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Мохов А.А.

студент, Сибирского Государственного Университета Науки и Технологий им. М.Ф. Решетнёва

Комогорцев С.В.

д.ф.-м.н., зав. лаб. физики магнитных пленок Института физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Фельк В.А.

к.ф.-м.н., доцент, Сибирский Государственный Университет Науки и Технологий им. М.Ф. Решетнёва

Аннотация. *Микромагнитное моделирование влияния поликристаллического строения магнитного нанодиска показало, что в отличии от монокристаллического диска скачкообразный переход к от однородного к вихревому состоянию намагниченности на нисходящей ветви петли гистерезиса происходит в положительных полях. Различие выборок кристаллитов приводит к значительной вариации поля данного скачка на кривых намагничивания.*

Ключевые слова *микромагнетизм, нанодиск*

PECULIARITIES IN MAGNETIZATION CURVE OF POLYCRYSTALLINE NANODISK

Mohov A.A.

Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Komogortsev S.V.

Dr.Sc., head of magnetic films laboratory,

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences

Fel'k V.A.

Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Annotation. *Micromagnetic simulation of a magnetic polycrystalline nanodisc shows that abrupt transition from a uniform to a vortex magnetization occurs in positive fields in contrast with a single-crystal disk. The various samples of crystallites lead to a significant variation in the field of the transition observed in magnetization curves.*

Keywords: *micromagnetism, magnetic correlations, magnetic films*

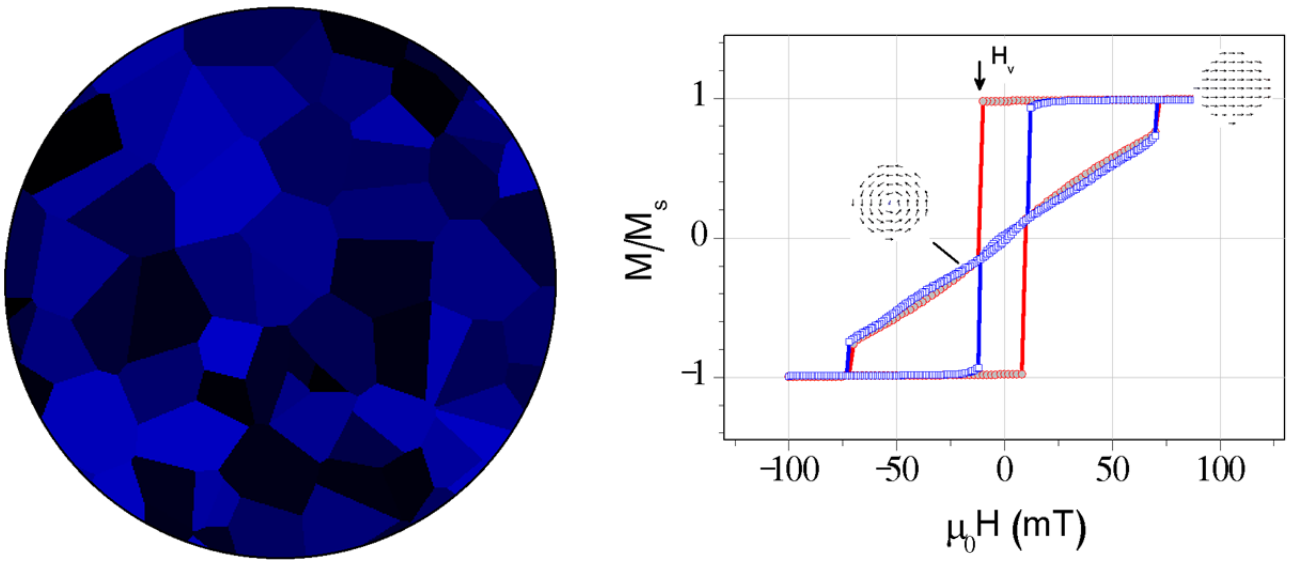
Синтез и экспериментальные исследования новых магнитных наноэлементов требуют глубокого понимания их свойств. Микромагнитное моделирование уже зарекомендовало себя мощным инструментом решения данной проблемы. В настоящее время магнитные нанодиски вызывают большой интерес из-за потенциального применения в информационных технологиях и биомедицине. Основным методом приготовления нанодисков является литография из предварительно напыленных на подложку пленок. В этом случае, как правило, диск характеризуется поликристаллической структурой.

Целью данной работы является численное исследование влияния поликристаллического строения магнитного нанодиска на особенности петли магнитного гистерезиса.

Согласно экспериментальным и теоретическим исследованиям микромагнитных состояний диска при некоторых его размерах (толщине и диаметре) в нанодиске реализуется вихревое состояние намагниченности. Стабильные микромагнитные состояния нанодисков изучены теоретически и экспериментально [1–3]. В частности, в переменных D/L_{ex} и $t/\ l_{ex}$ построены фазовые диаграммы, иллюстрирующие области стабильности однодоменных и вихревого состояний [4], где $l_{ex} = \sqrt{A/M_s^2}$– обменная длина, t – толщина диска, D – диаметр диска. Для моделирования мы выбирали параметры, соответствующие стабильности вихревого состояния. При перемагничивании диска происходят переходы от однородного состояния намагниченности в высоких полях к вихревому состоянию в малых полях. Петля гистерезиса магнитного диска в поле, приложенном в его плоскости, характеризуется особенностями в форме ступеньки, отражающими переходы между вихревым и однородным состоянием намагниченности.

Микромагнитное моделирование выполняли с использованием метода конечных разностей в программном пакете OOMMF. Параметры модели составляли: константа обменного взаимодействия $A = 0.7 \cdot 10^{-11}\ J/m$, намагниченность $M_s = 0.5 \cdot 10^6\ A/m$, константа магнитной анизотропии $K = 1 \cdot 10^4\ J/m^3$. Размеры моделируемого диска: диметр 250 нм, толщина 40 нм. Размер элементарной ячейки устанавливался 5×5×5 нм. Для постановки микромагнитной проблемы среднее количество кристаллических зерен принималось равным 100 (что по порядку величины соответствует количеству кристаллитов в дисках моделируемого размера). Для учета в модели поликристаллической структуры нанодисков генерировались случайные системы полиэдров, примеры которых даны на рис. 1. Эти изображения далее использовались как маска для микромагнитной проблемы. Различным оттенкам цвета полиэдра в программе сопоставлялась определенная ориентация оси легкого намагничивания. Нормировка оттенков проведена так, чтобы оси легкого намагничивания были в среднем однородно разориентированы по углу.

Моделирование показало, что поле, в котором происходит переход от однородного к вихревому состоянию H_v на нисходящей ветви петли гистерезиса отрицательно для однородного диска (K = 0 J/m^3) и положительно для поликристаллического диска. При этом поля перехода от вихревого к однородному состоянию на восходящей ветви практически совпадают. Отметим, что выборка из 100 кристаллитов не слишком велика, т.е. конкретный набор полиэдров различных как по форме, по размерам и по направлению осей легкого намагничивания нельзя рассматривать как репрезентативную выборку. Мы провели расчеты для 30 различных разбиений на полиэдры. Во всех случаях величина H_v, на нисходящей ветви оказалась положительной, однако различающейся в пределах от 0 до 25 mT. При этом плотность распределения H_v оказалась практически однородной. Поля перехода от вихревого к однородному состоянию на восходящей ветви совпадали. В качестве одной из причин, приводящих к изменению знака H_v можно рассматривать также не усреднённость использованной выборки. Средняя анизотропия в поликристаллическом диске составляет величину $\sim K / N^{1/2} \approx K$=10^3 J/m^3.



а) б)

Рис. 1. Пример разбиения диска на полиэдры(а); кривые намагничивания для однородного диска с K = 0 (красные круглые символы) и поликристаллического диска (синие квадратные символы) (б)

Тест модели однородного диска с одноосной магнитной анизотропией, характеризующейся константой $K = 10^3$ J/m^3 и различными направлениями оси лёгкого намагничивания (ОЛН) по-разному ориентированными по отношению к диску показал, что при некоторых направлениях ОЛН H_v положительно, а при некоторых отрицательно.

Данное наблюдение может быть важным для прикладного моделирования магнитных нанодисков. Так, если не учитывать поликристаллическое строение диска, микромагнитное моделирование может предсказывать в малых полях однородную намагниченность диска ($H_v < 0$) и максимальный магнитный момент (рис. 1). Учет поликристаллического строения приводит к предсказанию в малых полях ($H_v > 0$) вихревого состояния намагниченности и пренебрежимо малого магнитного момента диска.

Выполненные расчеты помогли объяснить экспериментальные кривые намагничивания нанодисков, приготовленные для биомедицинских применений [5].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта №20-42-240001.

Список использованных источников:

1. Usov N.A., Peschany S.E. Magnetization curling in a fine cylindrical particle // J. Magn. Magn. Mater. - 1993. - Vol. 118. - P. L290–L294.
2. Chung S.-H. et al. Phase diagram of magnetic nanodisks measured by scanning electron microscopy with polarization analysis // Phys. Rev. B. - 2010. - Vol. 81. - P. 024410.
3. Goiriena-Goikoetxea M. et al. High-yield fabrication of 60 nm Permalloy nanodiscs in well-defined magnetic vortex state for biomedical applications // Nanotechnology. - 2016.- Vol. 27. - P. 175302.
4. Metlov K.L., Guslienko K.Y. Stability of magnetic vortex in soft magnetic nano-sized circular cylinder // J. Magn. Magn. Mater. – 2002. –Vol. 242. –P. 1015–1017.
5. T.E. Smolyarova, A.V. Lukyanenko, S.V. Komogortsev, V.A. Fel'k and A. Mokhov. Magnetic properties of ferromagnetic nanodot array // EASTMAG 2019, Ekaterinburg, 2019 Abstracts V.II –P. 506–507.

УДК 537.624

ИЗМЕНЕНИЕ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ПЛАНАРНОЙ CoNi ЧАСТИЦЫ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ МАГНИТОУПРУГИМ ЭФФЕКТОМ ПРИ АНИЗОТРОПНОМ ТЕРМИЧЕСКОМ РАСШИРЕНИИ ПОДЛОЖКИ.

Нургазизов Н.И.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Бизяев Д.А.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Бухараев А.А.

д. ф.-м. н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Чукланов А.П.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник лаборатории физики и химии поверхности, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского ФИЦ Казанский научный центр РАН

Шур В.Я.

д. ф.-м. н., профессор, главный научный сотрудник отдела оптоэлектроники и полупроводниковой техники, Институт естественных наук и математики, УрФУ

Ахматханов А.Р.

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник отдела оптоэлектроники и полупроводниковой техники, Институт естественных наук и математики, УрФУ

Аннотация. *В работе исследовалось влияние одноосных механических напряжений на магнитную структуру квадратных планарных CoNi микрочастиц с латеральными размерами 7.5 мкм. Для создания механических напряжений использовалось анизотропное термическое расширение монокристаллической подложки из гексагонального ниобата лития. Для визуализации доменной структуры микрочастиц применялась магнитно-силовая микроскопия. Была установлена зависимость изменения размера доменов от величины механического напряжения, действующего на микрочастицу и от высоты частицы.*

Ключевые слова: *магнитоупругий эффект, магнитная силовая микроскопия, ферромагнитные микрочастицы, доменная структура, ниобат лития*

CHANGING OF DOMAIN STRUCTURE OF THE PLANAR CoNi PARTICLE CAUSED BY MAGNETOELASTIC EFFECT OUT OF ANISOTROPIC THERMAL SUBSTRATE EXTENSION.

Nurgazizov N.I.

Dr., senior researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Bizyaev D.A.

Dr., senior researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Bukharaev A.A.

Dr.Sc., professor, chief researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Chuklanov A.P.

Dr., senior researcher fellow of the laboratory of surface physics and chemistry, Zavoisky Physical-Technical Institute, FRC Kazan Scientific Center of RAS

Shur V.Ya.

Dr.Sc., professor, chief researcher fellow of the department of optoelectronics and semiconductor technology, Institute of natural science and mathematics, Ural federal university

Akhmatkhanov A.R.

Dr., senior researcher fellow of the department of optoelectronics and semiconductor technology, Institute of natural science and mathematics, Ural federal university

Annotation. In the work the influence of a uniaxial stress on the magnetic structure of square planar CoNi microparticles with lateral sizes of 7.5 μm was studied. Anisotropic thermal extension of a substrate preparing from hexagonal single-crystal of lithium niobate was used for creating the mechanical stress. For domain structure visualization in microparticles the magnetic force microscopy was used. The dependence of the domain size on the stress value and on the height of particles was established.

Keywords: *magnetoelastic effect, magnetic force microscopy, ferromagnetic microparticles, domain structure, lithium niobate*

Доменная структура планарных ферромагнитных микрочастиц зависит от нескольких факторов. Одним из таких факторов является магнитная анизотропия, которая может быть обусловлена магнитоупругим эффектом (эффектом Виллари). В этом случае, создавая в частице одноосные механические напряжения или изменяя их величину, можно управлять размерами магнитных доменов. Возможно также и решение обратной задачи, когда исходя из доменной структуры, можно определить величину и направление действующего на микрочастицу одноосного механического напряжения. Обычно направление локальных магнитных моментов в планарной микрочастице лежит в ее плоскости и для управления магнитной структурой необходимы механические напряжения, направление которых также находиться в этой плоскости [1]. В данной работе изучалось влияние одноосных механических напряжений на магнитную структуру CoNi микрочастиц и возможности использования таких микрочастиц в качестве детекторов механического напряжения. Для этого была использована магнитно-силовая микроскопия (МСМ) и методы компьютерного моделирования магнитной структуры микрочастиц.

Исследования проводились на планарных квадратных CoNi микрочастицах (Co18%, Ni82%) с латеральными размерами 7.5 мкм. Высота микрочастиц варьировалась от 20 до 70 нм. Для создания микрочастиц использовался метод распыления твердотельной мишени

электронным лучом в условиях сверхвысокого вакуума. Нанесение массива микрочастиц проводилось через маску, представляющей собой металлическую сетку, плотно прижатую к поверхности подложки. В качестве подложки использовался монокристалл, вырезанный из гексагонального ниобата лития ($LiNbO_3$), который имеет разные коэффициенты термического расширения по различным кристаллографическим осям. Частицы напылялись на плоскость кристалла с осями «*a*» и «*c*», коэффициенты термического расширения вдоль которых соответственно составляют: α_1 – 15.5×10^{-6} и α_3 – 7.5×10^{-6} K^{-1} [2]. При напылении маска из сетки располагалась таким образом, чтобы сторона получаемого квадрата были параллельна одной из этих осей. Получаемые микрочастицы имели поликристаллическую структуру и, соответственно, изотропный коэффициент термического расширения, который составлял 13×10^{-6} K^{-1} [3]. Такое соотношение коэффициентов термического расширения подложки и микрочастиц позволяло при увеличении температуры образца относительно температуры осаждения (T_0) микрочастиц, наводить в них механические напряжения сжатия вдоль оси «*c*» подложки, а при уменьшении температуры растягивать частицы в данном направлении.

Для моделирования магнитной структуры микрочастиц и ее изменения за счет наводимой магнитоупругой анизотропии использовалась программа OOMMF [4]. По полученной структуре рассчитывалось виртуальное МСМ изображение (при помощи разработанной ранее программы «Виртуальный МСМ» [5]), которое сравнивалось с экспериментальными результатами. При моделировании последовательно увеличивалось значение коэффициента анизотропии (K_{eff}), изменение которого для поликристаллических микрочастиц будет определяться изменением действующего механического напряжения. В этом случае можно считать, что механическое напряжение (σ), действующее на частицу, связано с K_{eff} как: $\sigma=2/3\cdot K_{eff}/\lambda_s$, где λ_s - магнитострикция насыщения.

Для экспериментального исследования распределения намагниченности в частицах использовался сканирующий зондовый микроскоп (СЗМ) Solver P47. СЗМ был оборудован термостоликом, который позволял изменять температуру образца от комнатной до 100 °C. Для минимизации влияния МСМ зонда на получаемое изображение измерения выполнялись по однопроходной методике. Как показали проведённые исследования, при отсутствии механических напряжений ($K_{eff}=0$, температура образца равна T_0) микрочастица имеет классическую четырех доменную структуру (структуру Ландау) (рис. 1б). При этом домены имеют одинаковые размеры и направление намагниченности параллельное стороне частицы, у которой они расположены. Изменение температуры образца приводит к созданию в микрочастицах одноосных напряжений, которые за счет магнитоупругого эффекта изменяют их магнитную структуру. При этом при растяжении микрочастиц (в диапазоне от комнатной температуры до T_0), за счет отрицательного значения магнитострикции, происходит увеличение размера доменов, направление намагниченности которых перпендикулярно направлению растяжения. Между этими доменами формируется доменная стенка, длину которой (**L**) можно легко определить по МСМ изображению и использовать как характеристическую величину (рис. 1а). При сжатии микрочастиц (в диапазоне от T_0 до 100 °C) происходит увеличение размера доменов с направлением намагниченности параллельным сжатию (рис. 1в, г). При больших значениях механического напряжения, действующего на микрочастицу, возможен переход в состояние с квазиоднородной намагниченностью (рис. 1д).

При помощи OOMMF и программы «Виртуальный МСМ» были проведены расчеты доменной структуры и значения **L** для микрочастицы заданного размера и действующего на нее механического напряжения (рис. 2а). Полученные данные хорошо совпали с экспериментальными данными, полученными при МСМ измерениях (рис. 2б, в). Это позволяет использовать планарные CoNi микрочастицы в качестве микродетекторов механического напряжения и эффективно управлять их магнитной структурой при помощи создаваемых в них механических напряжений.

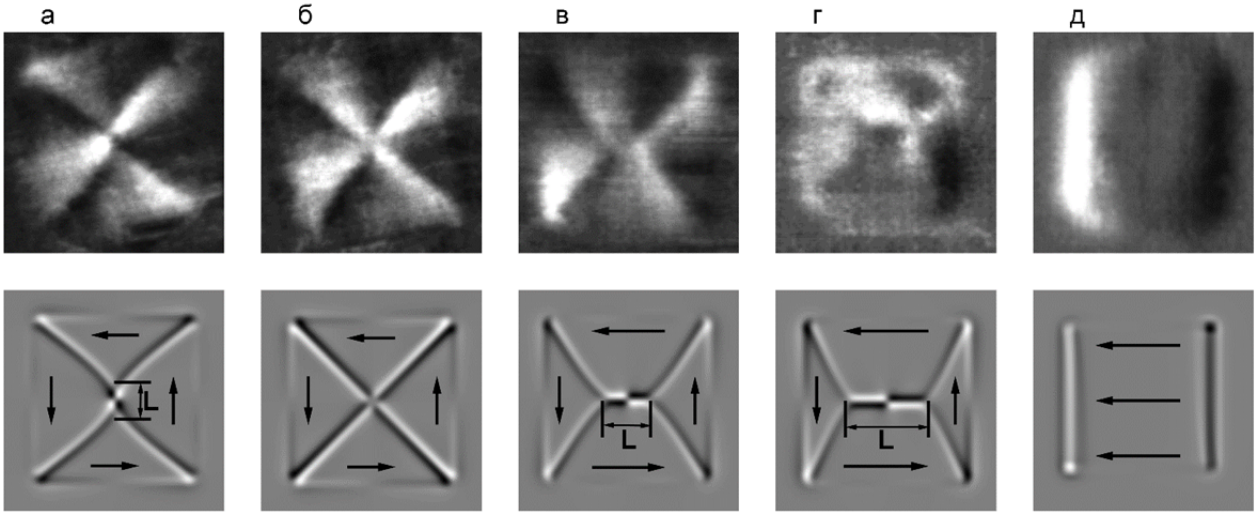


Рис. 1 Экспериментальные МСМ изображения (вверху) и соответствующие им модельные МСМ изображения (внизу) микрочастицы высотой 35 нм при растяжении 20 МПа (а), в свободном состоянии (б), при сжатии 30 МПа (в), при сжатии 60 МПа (г), при сжатии 200 МПа (д). Размер скана 10×10 мкм. Напряжение наводилось вдоль оси X. Длина измеряемой доменной стенки обозначена буквой **L**. *Стрелками обозначено направление намагниченности в домене.*

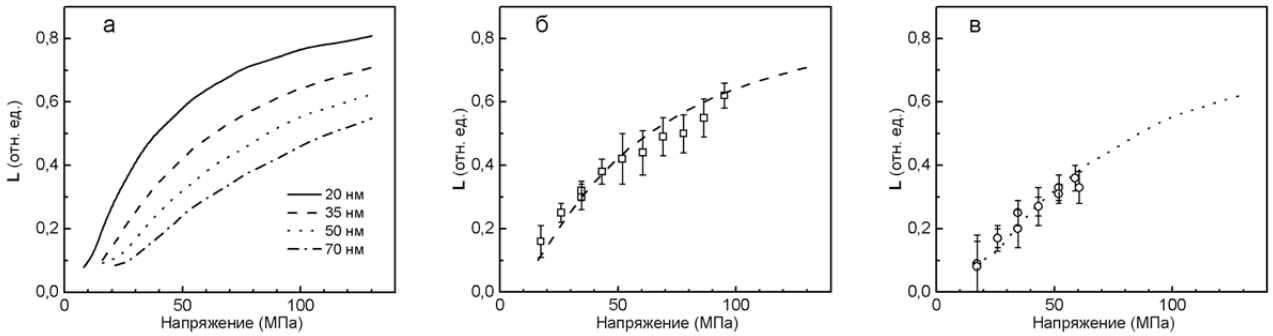


Рис. 2 Зависимость длины доменной стенки от приложенного механического напряжения и высоты квадратной CoNi микрочастицы с латеральными размерами 7.5 мкм. Теоретические расчеты (линии) выполненные при помощи OOMMF (а), экспериментальные данные (символы) полученные МСМ методами для микрочастиц высотой 35 нм (б) и 50 нм (в).

Список использованных источников:

1. Бухараев А.А., Звездин А.К., Пятаков А.П., Фетисов. Ю.К. Стрейнтроника — новое направление микро-, наноэлектроники и науки о материалах / УФН. – т. 188. – 2018. – С. 1288-1330.

2. Smith R.T., Welsh. F.S. Temperature dependence of the elastic, piezoelectric, and dielectric constants of lithium tantalate and lithium niobate / J. Appl. Phys. – v. 42. – 1971. – P. 2219-2230.

3. Laplanche G., Gadaud P., Bärsch C., Demtröder K., Reinhart C., Schreuer J., George E. Elastic moduli and thermal expansion coefficients of medium-entropy subsystems of the CrMnFeCoNi high-entropy alloy / J. Alloys Compd. – v. 746. – 2018. – P. 244-255.

4. Donahue M.J., Porter D.G. OOMMF [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://math.nist.gov/oommf (дата обращения 07.09.2017).

5. Овчинников Д.В., Бухараев А.А. Компьютерное моделирование магнитно-силовой микроскопии изображений в рамках статической модели распределения намагниченности и диполь-дипольного взаимодействия / ЖТФ. – т. 71, № 8. – 2001. – С. 85-91.

УДК 537.533

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДЕФОРМАЦИЙ МАГНИТНОЙ СОЛИТОННОЙ РЕШЕТКИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РАСТЯГИВАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ МЕТОДОМ ЛОРЕНЦЕВСКОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Овчинников А.С.

д.ф.м.н., профессор,
Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,

Екатеринбург, Россия

Терещенко А.А.

аспирант, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет,

Екатеринбург, Россия

Paterson G.W.

Honorary Research Fellow, PhD, School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow, United Kingdom

McVitie S.

Professor, PhD, School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow,

United Kingdom

Togawa Y.

Professor, PhD, Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University, Osaka, Japan

Kishine J.

Professor, PhD, Division of Natural and Environmental Sciences, The Open University of Japan, Chiba, Japan

Аннотация. *Рассмотрены деформации магнитной солитонной решетки под действием одноосного растягивающего напряжения, приложенного перпендикулярно геликоидальной оси. Оказывается, что задача эквивалентна поиску магнитной конфигурации, формируемой одновременно внешним магнитным полем, и одноионной магнитной анизотропией, что может быть формализовано в рамках модели двойного синус-Гордона (dSG). На примере деформаций геликоидального порядка под действием механических напряжений мы показываем, что Лоренц-визуализация магнитного порядка с помощью метода Френеля в реальном пространстве позволяет идентифицировать магнитную фазу в тонких пленках* $CrNb_3S_6$.

Ключевые слова: *хиральный гелимагнетик, Лоренцевская электронная микроскопия, растягивающие напряжения, модель двойного синус-Гордона*

TENSILE DEFORMATIONS OF THE MAGNETIC SOLITON LATTICE PROBED BY LORENTZ TRANSMISSION ELECTRON MICROSCOPY

Ovchinnikov A.S.

Dr. Sci., professor,
Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University,

Ekaterinburg, Russia

Tereshchenko A.A.

PhD student, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University,

Ekaterinburg, Russia

Paterson G.W.

Honorary Research Fellow, PhD, School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow, United Kingdom

McVitie S.

Professor, PhD, School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow,

United Kingdom

Togawa Y.

Professor, PhD, Department of Physics and Electronics, Osaka Prefecture University, Osaka, Japan

Kishine J.

Professor, PhD, Division of Natural and Environmental Sciences, The Open University of Japan, Chiba, Japan

Annotation. *We consider the case of a chiral soliton lattice subjected to uniaxial elastic strain applied perpendicular to the chiral axis. It turns out that the task is equivalent to a search of a magnetic configuration shaped simultaneously by an external magnetic field and a single-ion magnetic anisotropy that may be formulated in terms of the double sine-Gordon model (dSG). With the example of deformations of the helicoidal order by mechanical stress, we demonstrate that Lorentz transmission electron microscopy imaging of the magnetic order through the real-space Fresnel technique allows identification of the magnetic phase.*

Keywords: *chiral helimagnet, Lorentz transmission electron microscopy, tensile deformations, double sine-Gordon model*

Мы исследовали влияние внешней растягивающей силы на моноаксиальный гелимагнетик $CrNb_3S_6$, имеющий в отсутствии упругих деформаций магнитный порядок в виде солитонной решетки [1]. Задача оказывается эквивалентной поиску магнитной конфигурации, формируемой одновременно внешним магнитным полем (b_1) и одноионной магнитной анизотропией b_2, вызванной механическим напряжением (рис. 1). Решение этой проблемы допускает аналитическое рассмотрение в модели двойного синус-Гордона [2,3].

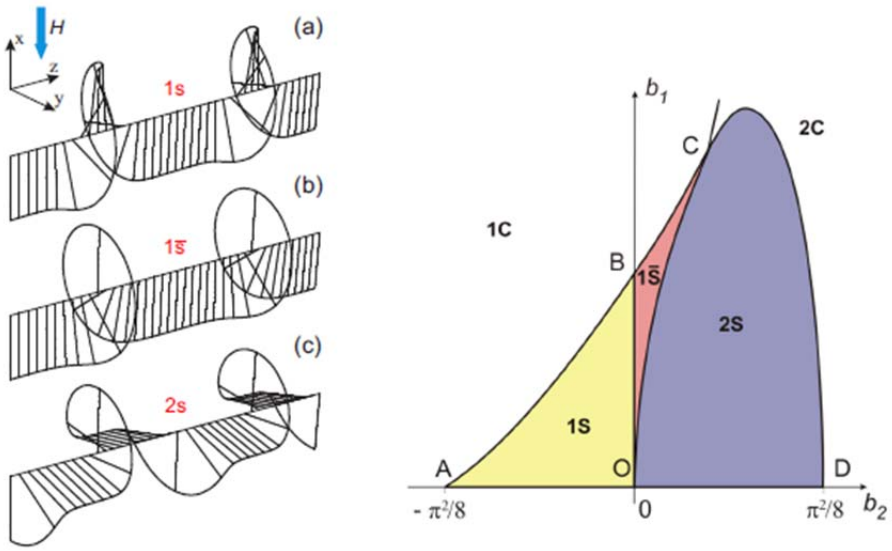


Рис. 1. Профили распределения намагниченности несоизмеримых фаз модели двойного синус-Гордона: (a,b) 1s фаза, (c) 2s фаза. Фазы 1s и 1s̲ отличаются существованием в 1s фазе ферромагнитной области внутри каждого кинка. (d) Фазовая диаграмма модели в плоскости $(b_1 - b_2)$.

Ранее, для идентификации различных фаз модели двойного синус-Гордона предлагалось использовать технику упругого рассеяния нейтронов [4]. Мы предлагаем способ идентификации соответствующих несоизмеримых фаз с помощью просвечивающей электронной микроскопии Лоренца (рис. 2).

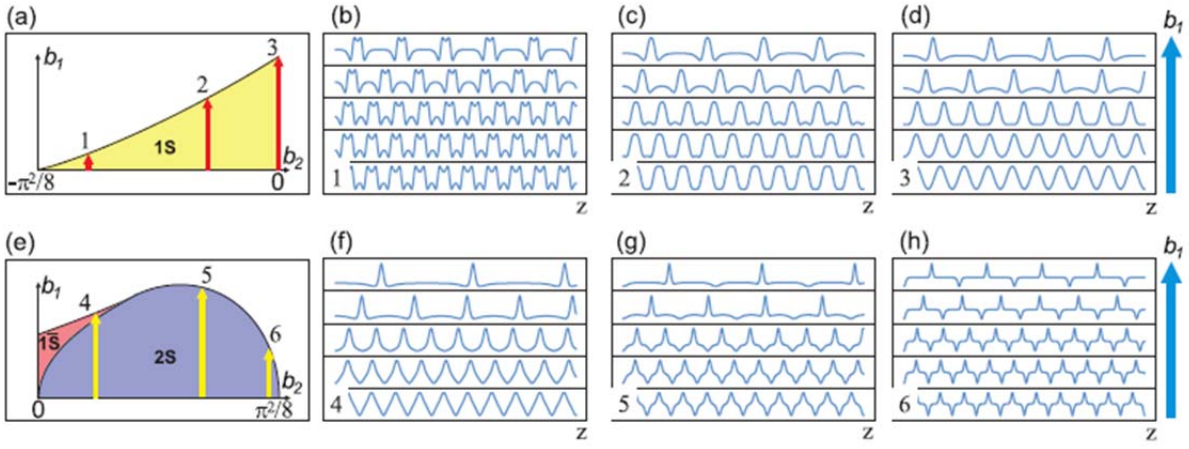


Рис. 2. Верхняя панель: профиль эволюции интенсивности френелевского сигнала с изменением внешнего магнитного поля (b_1) *вдоль выделенных направлений на фазовой диаграмме 1s фазы (красные стрелки). Показаны случаи большой (b), малой (c) и нулевой (d) деформаций. Нижняя панель: аналогичные графики для 1s̲ и 2s фаз (e). Показаны случаи малой (f), средней (g) и большой (h) деформаций.*

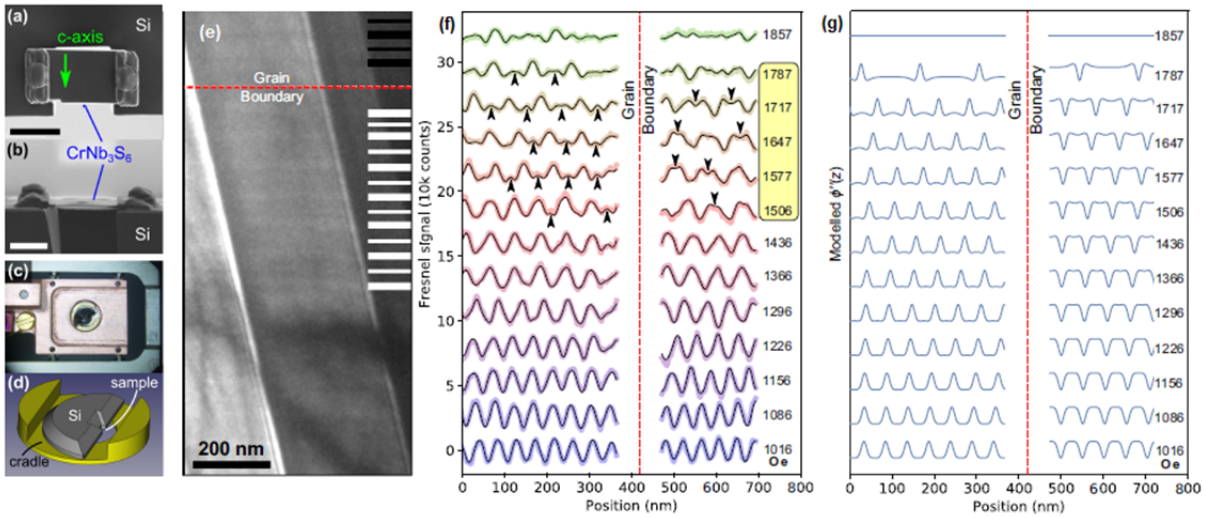


Рис. 3. Вид сверху (a) и сбоку (b) образца $CrNb_3S_6$ на кремниевой подложке. Схема установки для измерения эффектов упругого напряжения (c,d). Лоренцевская дифрактограмма образца $CrNb_3S_6$ подвергнутого растягивающему напряжению (e). Сравнение экспериментального френелевского контраста (f) с модельным расчетом (g).

Вычисление соответствующих электронных фазовых сдвигов Аароновa-Бома воссоздает полную картину изображений несоразмерных магнитных структур модели, получаемых с помощью просвечивающей электронной микроскопии, и позволяет проследить их эволюцию при изменении магнитного поля и механического напряжения. Сравнение экспериментального френелевского контраста лоренцевской дифрактограммы (рис. 3), полученной на механически растянутом образце $CrNb_3S_6$, позволяет идентифицировать несоизмеримую 1s фазу, предсказанной теоретически в работе [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект No. 20-52-50005).

Список использованных источников:

1. Paterson G.W., Tereshchenko A.A., Nakayama S., Kousaka Y., Kishine J., McVitie S., Ovchinnikov A.S., Proskurin I., and Togawa Y. Tensile deformations of the magnetic chiral soliton lattice probed by Lorentz transmission electron microscopy / Physical Review B. – Vol. 101. – 2020. – Id. 184424.
2. Iwabuchi S. Commensurate-Incommensurate Phase Transition in Double Sine-Gordon System / Prog. Theor. Phys. – Vol. 70, № 4. – 1983. – P. 941–953.
3. Golovko V.A., Sannikov D.G. Different states of incommensurate phase with solitons of one and two types / JETP. – Vol. 55, № 3. – 1982. – P. 562–565.
4. Izyumov Yu.A., Laptev V.M. Neutron diffraction by incommensurate magnetic structures / JETP. – Vol. 58, № 6. – 1983. – P. 1267–1274.

УДК 537.6

ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ТОПОЛОГИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ Co/Pt

Сапожников М.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт физики микроструктур РАН

Гусев Н.С.

технолог,
Институт физики микроструктур РАН

Гусев С.А.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт физики микроструктур РАН

Татарский Д.А.

к.ф.-м.н., научный сотрудник,
Институт физики микроструктур РАН
ассистент Физического факультета
Нижегородского Государственного Университета им. Н.И. Лобачевского

Петров Ю.В.

к.ф.-м.н., доцент,
Санкт-Петербургский государственный университет

Темирязев А.Г.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Фраерман А.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, заведующий отделом,
Институт физики микроструктур РАН

Аннотация. *В работе исследуется топологический эффект Холла (ТЭХ) возникающий в плотных искусственных решетках магнитных скирмионов. Решетки скирмионов формируются в процессе перемагничивания наноструктурированных многослойных пленок Co/Pt с перпендикулярной магнитной анизотропией. Для непосредственного наблюдения ТЭХ разработан метод одновременного измерения в образцах эффекта Холла и магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Метод основан на идее разной величины топологических эффектов на нулевой и оптической частотах, которая обоснована сделанными аналитическими оценками величины топологических магнитооптических эффектов.*

Ключевые слова: *магнитные скирмионы, топологический эффект Холла, магнитные наноструктуры*

DIRECT OBSERVATION OF TOPOLOGICAL HALL EFFECT IN Co/Pt NANOSTRUCTURED FILMS

Sapozhnikov M.V.

Dr.Sci., Leading research associate,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Gusev N.S.

technologist,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Gusev S.A.

Ph.D., Leading research associate,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Tatarskiy D.A.

Ph.D., research associate,
Institute for Physics of Microstructures RAS
graduate teaching assistant Physics Department,
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Petrov Yu.V.

Ph.D., assistant professor,
Physics Department, Saint Petersburg State University

Temiryazev A.G.

Ph.D., Leading research associate,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS S, Fryazino Branch

Fraerman A.A.

Dr.Sci., Principial research associate, Head of Magnetic nanostructures department,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Annotation. *The topological Hall effect (THE) large in dense artificial lattices of magnetic skyrmions is investigated. Skyrmion lattices are formed in the process of magnetization reversal of nanostructured multilayer Co / Pt films with perpendicular magnetic anisotropy. A simultaneous measurement of the Hall effect and the magneto-optical Kerr effect (MOKE) in samples is used for direct observation of THE. The method is based on the idea of different values of topological effects at zero and optical frequencies, which is substantiated by analytical estimates of topological magneto-optical effects.*

Key words*: magnetic skyrmions, topological Hall effect, magnetic nanostructures*

Хотя к сегодняшнему времени о наблюдении топологического эффекта Холла сообщается в достаточно большом количестве экспериментальных работ, до сих пор стоит вопрос о том, как непосредственно в эксперименте разделить аномальный и топологический эффекты Холла. Обычно авторы *a-proiri* предполагают некую форму аномального эффекта, который потом вычитают из общего сигнала. В нашей работе мы оценили величину топологического вклада в магнитооптические эффекты и нашли, что он мал. Это позволило нам обоснованно использовать метод одновременного измерения МОЭК и эффекта Холла для извлечения

значений ТЭХ в ходе эксперимента.

Оценка величины топологического вклада в МОЭК была сделана в том же классическом приближении, в котором было проведен расчет топологических эффектов в постоянном токе [1]. Дополнительное условие, которое позволяет провести аналитические расчеты в нашем случае заключается в том, что частота возбуждающего электроны электрического поля (ω) должна быть много больше частоты резонанса магнитного момента электронов в обменном поле ферромагнитного материала (ω_R), что вполне соответствует оптическим частотам. Можно показать, что в этом случае величина эффективного топологического магнитного поля, возникающего в системе с некомпланарным распределением намагниченности, обладающим топологическим зарядом, будет $B = \Phi_0\psi(\omega_R/\omega)^2$, где Φ_0 - квант магнитного потока, а ψ - локальная плотность топологического заряда в распределении намагниченности. Таким образом, в выражении для B появляется дополнительный множитель $(\omega_R/\omega)^2$ □ 10^{-2} | 10^{-4}, который отсутствует в выражении для эффективного поля ТЭХ на постоянном токе.

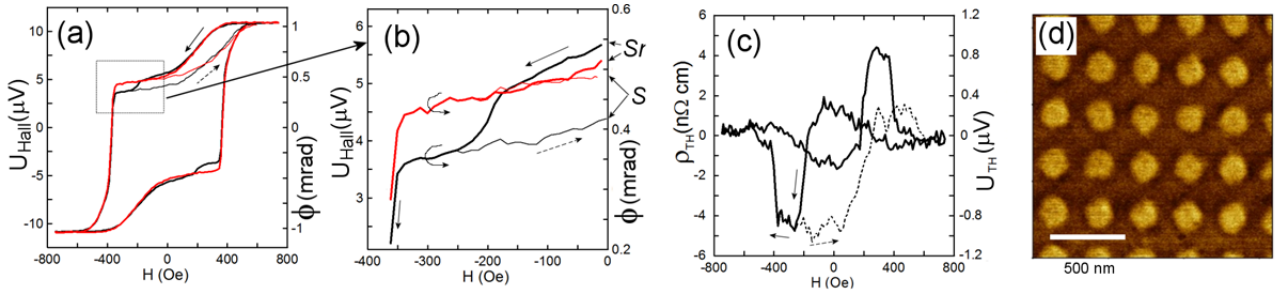


Рис. 1. Экспериментальные данные для образца 1 (период решетки 300 nm, диаметр облученного пятна 200 nm)(а) петли гистерезиса МОЭК (красная линия) и эффекта Холла (черная линия), построенные в одном масштабе. Минорные петли проведены более тонкими линиями. (b) Подробный вид ступеньки на кривой Холла. (в) Кривая гистерезиса топологического эффекта Холла. Пунктирная линия - минорная петля гистерезиса. (d) МСМ изображение системы.

Для измерения топологического эффекта холла были изготовлены наноструктурированные образцы многослойных пленок (Co 0.5нм /Pt 1нм)$_5$, которые имеют перпендикулярную ось легкого намагничивания. Методом локального облучения пленок ионами гелия (диаметр пятна засветки 200 | 300 нм, флюенс 2 | 4 · 10^{15} cm^{-2}) величина этой анизотропии была локально уменьшена. Подобные структуры демонстрируют формирование плотных решеток цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) в процессе перемагничивания (рис. 1d). Предварительные микромагнитные расчеты, выполненные с использованием открытого программного пакета OOMMF, показали, что топология ЦМД, возникающих в ходе перемагничивания, зависит от распределения флюенса ионов He+ по площади пятна засветки. В том случае, если флюенс ионов He+ распределен по равномерно, формирующиеся ЦМД имеют в большинстве тривиальную топологию (рис. 2d). При неоднородном концентрически распределенном флюенса, и соответственно при концентрически модулированной величине анизотропии, формирующиеся ЦМД имеют топологию магнитного скирмиона. Методами ЛПМ было непосредственно показано, что образующиеся с системе ЦМД являются магнитными скирмионами (рис. 2a).

Решетки магнитных скирмионов формировались в перекрестии холловского моста (150 · 150 ⌈m^2). Луч He-Ne лазера фокусировался на перекрестие, что позволило проводить измерение полярного МОЭК и эффекта Холла одновременно. Петли гистерезиса для МОЭК и Холловского напряжения для одного из образцов приведены на рис. 1. в одном масштабе. Видно, что величина Холловского напряжения демонстрирует резкую ступеньку в том месте,

где никаких особенностей МОЭК не наблюдается. Поскольку на оптической частоте топологический вклад в МОЭК отсутствует, разница между напряжением Холла и отмасштабированной по величине сигнала в насыщении величиной МОЭК будет непосредственно являться величиной ТЭХ (рис. 1c)

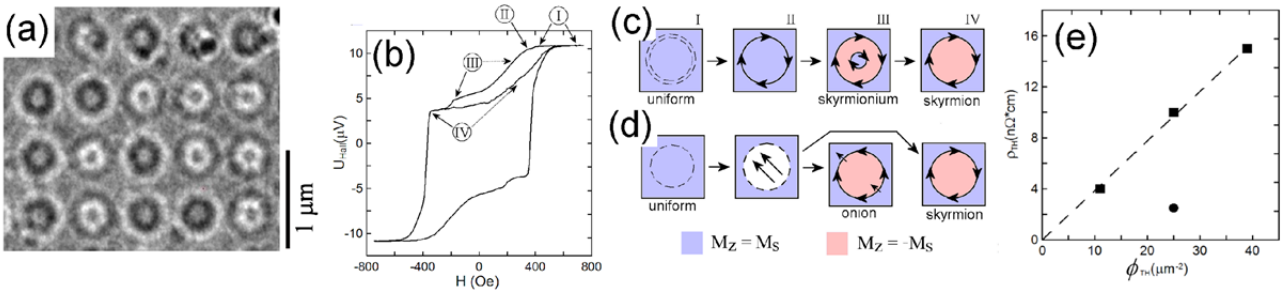


Рис. 2 (a) ЛПМ изображение решетки блоховских скирмионов в размагниченном состоянии. (б) Петля гистерезиса эффекта Холла образца 1. Цифрами обозначены части петли, соответствующие разным магнитным состояниям системы. (c), (d) Схематически представленные результаты микромагнитного моделирования последовательности магнитных состояний в образцах при перемагничивании. Стрелки обозначают направление намагничивания в плоскости. (c) Случай концентрического распределения величины анизотропии в облученном пятне (образцы 1, 2 и 3). Все формирующиеся ЦМД имеют топологию скирмиона. (d) Случай однородно уменьшенного значение анизотропии в пятне (образец 4). (e) Зависимость ТЭХ от плотности облученных пятен в системе. Квадраты - образцы с концентрическим распределением плотности потока излучения в пятне, в которых образуются плотные решетки скирмионов. Черный кружок соответствует образцу 4.

Наблюдаемый ТЭХ связан с формированием решетки скирмионов. Как показывает микромагнитное моделирование, образование скирмиона происходит в результате коллапса центрального кора первоначально образующегося кольцевого домена, за которым в последнее время закрепилось название "скирмониум". В свою очередь формирование скирмониума обусловлено концентрическим распределением флюенса по пятну. Облучение проводилось таким образом, чтобы наружное кольцевая область пятна получила бóльшую дозу облучения, с тем чтобы в этом кольце анизотропия была уменьшена до значений соответствующих плоскости легкого намагничивания. Схематически последовательность возникающих в системе магнитных состояний и соответствующих им участков кривой намагниченности приведены на рис. 2. Поскольку в момент коллапса кор скирмониума имеет малый магнитный объем, изменения МОЭК практически не происходит. В то же время одномоментно возникающий в системе топологический заряд приводит к возникновению ТЭХ и ступеньке на холловской кривой. Замечательным является тот факт, что наблюдаемая величина ступеньки в эффекте Холла для разных образцов прямо пропорциональна плотности образующихся в них скирмионных решеток (рис. 2e).

Дополнительно было проведено исследование образца с равномерным распределением флюенса He+ по пятну засветки. Предварительное микромагнитное моделирование показало, что в этом случае перемагничивание системы идет более стохастически, и большая часть образующихся ЦМД топологически тривиальны (рис. 2d). Экспериментально измеренная величина ТЭХ составила 0,1 $n\Omega/\mu m^2$ на облученное пятно. Это говорит о том, что большинство ЦМД в таком образце являются топологически тривиальными. Кроме того, можно утверждать, что возникающие в системе тривиальные ЦМД не приводят к возникновению эффекта, то есть он действительно имеет топологическую природу.

Список использованных источников:

1. Aharonov Y., and Stern A., Origin of the Geometric Forces Accompanying Berry's Geometric Potentials / Phys. Rev. Lett. – 1992. – т. 69. –С. 3593.

УДК 314.748

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СТРОЕНИЯ ФЕРРОМАГНИТНОЙ НАНОНИТИ НА ПЕТЛЮ ГИСТЕРЕЗИСА

Сацук С.А.

аспирант, ФИЦ КНЦ СО РАН

Комогорцев С.В.

д. ф.-м. н, старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Проведено систематическое микромагнитное моделирование петель гистерезиса ферромагнитных нанонитей представляющих собой одномерную цепочку случайно ориентированных кристаллитов и учитывающее три основных вклада в магнитную энергию нити (обменный, диполь-дипольный и энергию анизотропии кристаллита). В случаях, когда одним из трех вкладов в энергию можно пренебречь, численные расчеты хорошо согласуются с результатами известных, аналитически изученных микромагнитных проблем. В случае, когда все три вклада сопоставимы, наблюдается сложное немонотонное поведение коэрцитивной силы от размера кристаллита и константы магнитной анизотропии. С целью интерпретации этих изменений вводится новый микромагнитный масштаб, учитывающий все три вклада в магнитную энергию нити, а также осуществляющий корректный переход к аналитически изученным пределам, учитывающим конкуренцию каких-либо двух вкладов.*

Ключевые слова: *нанонити, коэрцитивность, микромагнетизм*

MICROMAGNETIC MODELLING OF THE POLYCRYSTALINE STRUCTURE EFFECT TO THE HYSTERESIS LOOP IN FERROMAGNETIC NANOWIRE

S. Satsuk

PhD student

Federal Research Center KSC SB RAS

S. Komogortsev

Dr. Sc., professor

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *Extensive micromagnetic simulation results of the hysteresis loops in ferromagnetic nanowire with randomly oriented crystallites ordered in one chain is presented. Three main contributions to the magnetic energy of the wire had been taken into account: exchange, dipole-dipole, and the magnetic anisotropy energy of the crystallite. In cases where one of the three contributions to the energy can be neglected, the numerical calculations are in good agreement with the results of the well-known, analytically studied micromagnetic problems. In the case when all three contributions are comparable, a complex non-monotonic dependence of the coercive force on the crystallite size and the magnetic anisotropy constant is observed. In order to interpret these changes, a new micromagnetic scale is introduced, which takes into account all three contributions to the magnetic energy of the wire, and performs a correct transition to the analytically studied limits, which take into account the competition of any two contributions.*

Keywords: *micromagnetics, nanowire, coactivity*

Микромагнитное моделирование предоставляет возможность рассчитать петлю гистерезиса численным решением уравнения Ландау-Лифшица и добиться удовлетворительного согласия для определенного набора микромагнитных констант [1-2]. Однако здесь необходимо проводить систематические исследование связи формы, размеров, микромагнитных констант и структуры нитей с магнитным гистерезисом. В частности, исследование структуры нитей, приготовленных распространенными методами темплатного синтеза, показывает, что они имеют поликристаллическое строение [1,4,5].

В численном эксперименте магнитная нанонить представляется цепочкой обменно-связанных кристаллитов. Тип материала нанонити задается выбором константы анизотропии и обменной константы. Длина нити значительно превосходит размер кристаллита (аспектное соотношение L/d не менее 100), каждая ячейка цепочки рассматривается как отдельный кристаллит. Намагниченности насыщения и константы магнитной анизотропии K ячеек одинаковы, а оси легкого намагничивания различных кристаллитов ориентированы случайным образом. Расчеты проводились в магнитном поле, ориентированном вдоль длинной оси нити. В этой геометрии размагничивающий фактор близок к нулю, а влияние анизотропии формы сводится к аддитивной добавке в полную энергию, и распределение намагниченности будет соответствовать наиболее простому случаю, когда отклонение намагниченности от направления внешнего поля полностью симметрично. В такой системе реализуются сложные неоднородные конфигурации намагниченности, определяемые конкуренцией трех вкладов в полную энергию. Мы рассчитали несколько серий петель (условно названных A, B, C, D) с различными параметрами микромагнитной проблемы (см. Табл. 1).

Таблица 1. Параметры численного эксперимента

Серия петель	**A**	B	**C**	**D**
A (10^{-6} erg/cm)	1	0..4	0..4	0..4
K (10^6 erg/cm^3)	0..10	0.015	3	6.5

Изменения вкладов в полную энергию поликристаллических нитей от обменного, диполь-дипольного взаимодействия и магнитной анизотропии кристаллита может приводить к качественно различному поведению коэрцитивной силы при изменении размера кристаллита. Было выделено 3 режима поведения магнитного гистерезиса в зависимости от соотношения константы магнитной анизотропии кристаллита с обменной и диполь-дипольной энергиями (рис. 1).

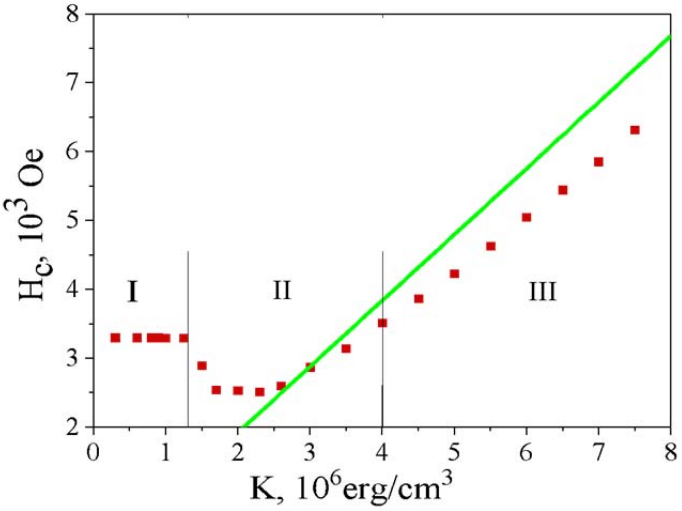


*Рис. 1. Серия **A**. Зависимость коэрцитивной силы от константы анизотропии. Выделены три области: I – область слабой анизотропии, II – область средней анизотропии, III – область сильной анизотропии. Зеленая линия соответствует зависимости коэрцитивной силы от константы анизотропии на основе модели Стонера-Вольфарта* $H_c = 0.48\frac{2K}{M_S}$.

В режиме слабой анизотропии, когда константа анизотропии меньше обменной и диполь-дипольной энергий ее величина не влияет на коэрцитивную силу (рис 2, серия **A**). С ростом размера кристаллита наблюдается снижение коэрцитивной силы. Здесь поведение коэрцитивной силы объясняются моделями Стонера-Вольфарта и представлениями о нуклеации при перемагничивании.

В режиме сильной анизотропии (рис 2, серия **D**), когда константа анизотропии больше обменной и диполь-дипольной энергий, коэрцитивная сила ведет себя в согласии с моделью Случайной магнитной анизотропии. Обнаруживается рост с увеличением размера кристаллита, а также с увеличением константы анизотропии кристаллита. Здесь зафиксировано достоверное снижение коэрцитивности в предельном случае больших констант анизотропии кристаллита связанное с влиянием диполь-дипольного взаимодействия.

В режиме средней анизотропии (рис 2, серия **B**), когда константа анизотропии одного порядка с энергиями обмена и диполь-дипольного взаимодействий, наблюдается сложное немонотонное поведение коэрцитивной силы от размера кристаллита и константы магнитной анизотропии. С целью интерпретации этих изменений мы предлагаем формулу для нового микромагнитного масштаба, учитывающую все три вклада в магнитную энергию нити, а также осуществляющую корректный переход к случаям слабой и сильной магнитной анизотропии:

$$l_{\Sigma} = \frac{l_{ex}\delta}{l_{ex}+\delta} \quad ,$$

где характерные микромагнитные масштабы при влиянии соответствующих энергий

$\delta = \sqrt{A/K}$, $l_{ex} = \sqrt{\frac{A}{\pi {M_S}^2}}$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта №20-42-240001.

Список использованных источников

1. Ivanov Y P and Chubykalo-Fesenko O 2015 Micromagnetic simulations of cylindrical magnetic nanowires *Magnetic Nano- and Microwires* (Elsevier) pp 423–48.
2. Mørup S and Hansen M 2007 Novel Materials *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* (Wiley) p 3064.
3. Sellmyer D J, Zheng M and Skomski R Magnetism of Fe, Co and Ni nanowires in self-assembled arrays // *J. Phys. Condens. Matter*. – 2001. – V. **13**. – R433–60.
4. Samardak A S, Nasirpouri F, Nadi M, Sukovatitsina E V, Ognev A V, Chebotkevich L A and Komogortsev S V Conversion of magnetic anisotropy in electrodeposited Co–Ni alloy nanowires // *J. Magn. Magn. Mater.* –2015. – **383**. – 94–99.

УДК 537.622.4

СТРУКТУРА ДВУМЕРНЫХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ ВО ВНЕШНЕМ ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Семенов В. С.

д.т.н., в.н.с.,
Институт проблем управления им. В. А. Трапезникова РАН

Аннотация. *На основе микромагнитного моделирования исследована энергия и структура двумерных доменных границ под действием внешнего магнитного поля, направленного перпендикулярно оси легкого намагничивания пленки. Детально рассмотрены переходы структуры доменной границы: с ростом внешнего поля переход одновихревой* 180° *ДГ Блоха в промежуточную двумерную ДГ Нееля и при снятии внешнего поля переход в* 180° *двухвихревую структуру.*

Ключевые слова: *микромагнитное моделирование, внешнее магнитное поле, эффективное поле, одно- двух- вихревая двумерная доменная граница*

STRUCTURE OF TWO-DIMENSIONAL DOMAIN WALLS IN EXTERNAL PERPENDICULAR MAGNETIC FIELD

Semenov V.S.

Dr.Sc., Leading researcher,
V. A. Trapeznikov Institute of Control Sciences RAS

Annotation. *The energy and structure of two-dimensional domain walls under the action of an external magnetic field directed perpendicular to the easy magnetization axis of the film are investigated on the basis of micromagnetic modeling. The transitions of the domain wall structure are considered in detail: with an increase in the external field, the transition of a single-vortex Bloch DW to an intermediate two-dimensional Néel DW and, when the external field is removed, a transition to a two-vortex structure.*

Keywords: *micromagnetic modeling, external magnetic field, effective field, one- two- vortex two-dimensional domain wall*

Введение

В работах [1, 2] было показано, что в тонких магнитных пленках типа пермаллоя существуют двумерные доменные границы (ДГ) с вихревым распределением намагниченности. С момента появления этих работ и по настоящее время происходит интенсивное исследование статических и динамических свойств распределения намагниченности в таких ДГ на основе численного решения уравнений микромагнетизма [3]. Вопросы перестройки доменных границ с вихревой структурой в магнитных пленках с плоскостной анизотропией при действии внешнего магнитного поля представлены в [4-6]. Изменение энергии и двумерной структуры ДГ под действием поперечного поля изучено недостаточно.

Цель данной работы - исследование структуры двумерных доменных границ Блоха под действием внешнего магнитного поля, направленного поперек ОЛН.

Рассмотрим тонкую магнитную пленку толщиной $2D$ с ОЛН, совпадающей с осью z прямоугольной системы координат. Координаты x и z прямоугольной системы координат расположены в плоскости пленки, а ось y перпендикулярна поверхности пленки. Внешнее магнитное поле $H_\perp$, приложенное перпендикулярно к ОЛН, приводит к повороту намагниченности в доменах. ДГ разделяет два домена с направлениями намагниченности α для левого домена и $180^\circ - \alpha$ для правого домена и изменение намагниченности в такой промежуточной ДГ изменяется на полный угол $180^\circ - 2\alpha$ и при этом положение ДГ остается неизменным и направлено вдоль ОЛН. Равновесный угол отклонения намагниченности в доменах от ОЛН определяется из равенства

$$\sin\alpha = H_\perp / H_K,$$

где $H_K = 2K / M_S$ - поле анизотропии (K - константа анизотропии, M_S - намагниченность насыщения пленки). В области ДГ ($-R \le x \le R, -D \le y \le D$) двумерное распределение намагниченности определяется изменением вектора намагниченности $\vec{M} = M_S \vec{m} = M_S(m_x(x,y)\vec{i} + m_y(x,y)\vec{j} + m_z(x,y)\vec{k})$. Для исследования промежуточных ДГ за исходное состояние берем двумерную 180° ДГ Блоха с направлениями намагниченности в соседних доменах:

$$m_x(x = \mp R, y) = 0,\ m_y(x = \mp R, y) = 0,$$
$$m_z(x = \mp R, y) = \mp 1.$$

Граничные условия для промежуточной ДГ принимают вид:

$$m_x(x = \mp R, y) = \sin\alpha,\ m_y(x = \mp R, y) = 0,$$
$$m_z(x = \mp R, y) = \mp\cos\alpha.$$

Численный расчет

Определение двумерного распределения намагниченности ДГ основано на проведении численных расчетов статического уравнения Брауна [3]

$$\vec{m} \times \vec{H}_{eff} = 0,$$

где $\vec{m} = m_x(x,y)\vec{i} + m_y(x,y)\vec{j} + m_z(x,y)\vec{k}$ - единичный вектор и $\vec{H}_{eff} = H_{effx}\vec{i} + H_{effy}\vec{j} + H_{effz}\vec{k}$ - эффективное поле.

Вычисления были выполнены для тонкой магнитной пленки типа пермаллоя со значениями обменной константы $A = 10^{-6}$ эрг/см, константы анизотропии $K = 10^3$ эрг/см^3, намагниченности насыщения $M_S = 800$ Гс и толщины пленки $2D$=100 нм. В данной работе, как и в [1], берем $N_x = 200$, $N_y = 40$. Толщина слоя $\Delta = 2D / N_y$=2.5 нм. Рассмотрим действие внешнего поперечного поля на одновихревую структуру ДГ Блоха, где в качестве исходной структуры возьмем 180° ДГ, распределение намагниченности которой показано на рис. 1а.

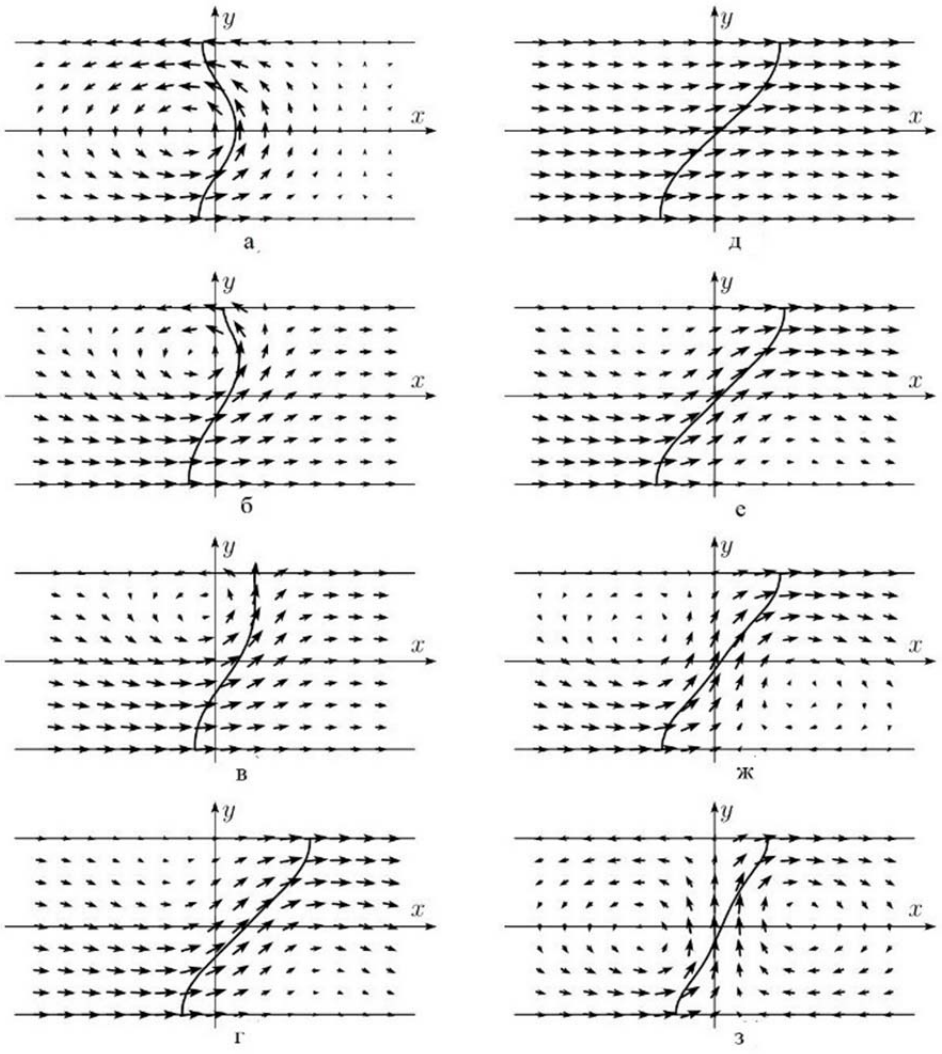


Рис. 1. Изменение структуры одновихревой ДГ Блоха при действии внешнего поля: а) исходная одновихревая структура $H_{\perp}(\alpha = 0^{\circ})$; б) $H_{\perp}(\alpha = 27^{\circ})$; в) неустойчивая (переходная) структура $H_{\perp}(\alpha = 27^{\circ} \div 28^{\circ})$, полученная из устойчивой структуры б) и переходящая в устойчивую структуру г); г) $H_{\perp}(\alpha = 28^{\circ})$; д) $H_{\perp}(\alpha = 45^{\circ})$; е) $H_{\perp}(\alpha = 25^{\circ})$; ж) $H_{\perp}(\alpha = 15^{\circ})$; з) двухвихревая 180° ДГ $H_{\perp}(\alpha = 0^{\circ})$.

При действии внешнего поперечного поля в положительном направлении нижняя область ДГ расширяется по толщине пленки, т. к. направление внешнего поля совпадает с направлением намагниченности в этой области ДГ. На рис. 1б показана структура ДГ для внешнего поля $H_{\perp} = 1.18Э\,(\alpha = 27^{\circ})$. При дальнейшем росте внешнего поля структура ДГ (рис. 1б) переходит в неустойчивое состояние (рис. 1в), когда намагниченность полностью выходит на поверхность пленки вдоль линии перехода $x_0(y = D)$ ($m_x = 0, m_y = 1, m_z = 0$), и при этом магнитостатическая энергия принимает максимальное значение. Данная неустойчивая структура при значении поля $H_{\perp} = 1.22Э\,(\alpha = 28^{\circ})$ переходит в устойчивую структуру (рис. 1г) со значительным уменьшением полной энергии за счет уменьшения как обменной, так магнитостатической энергий. Полученная структура соответствует промежуточной двумерной структуре ДГ Нееля с неполными вихрями при поверхностях пленки. На рис. 2д показана структура ДГ при значении поля $H_{\perp}(\alpha = 45^{\circ})$, что соответствует структуре 90° двумерной ДГ Нееля. В такой структуре практически отсутствуют

вихри и изменение намагниченности в ДГ приближается к одномерному. Полная энергия для данной струтуры отражено символом e на рис. 3 и значениями энергии в табл. 1 (строка e).

При уменьшении внешнего поля от $H_{\perp}(\alpha = 45^{\circ})$ до, например, $H_{\perp}(\alpha = 25^{\circ})$ и далее до $H_{\perp}(\alpha = 15^{\circ})$ распределение намагниченности становится все с более выраженными двумя неполными двумя вихрями (рис. 1 е, ж). Значения полной энергии ДГ при этом увеличиваются. При снятии внешнего поля $H_{\perp} = 0Э\,(\alpha = 0^{\circ})$ структура ДГ переходит в 180° ДГ с двухвихревым распределением намагниченности (рис. 2з). Следует отметить, что если исходная структура рис. 1а с ростом поперечного поля переходит в структуру рис. 1г и далее в структуру рис. 1д, то при дальнейшем изменении внешнего поля в любом направлении полученная структура ДГ не вернется в исходную структуру (рис. 1а), а будет изменяться от структуры рис. 1з до структуры рис. 1д с увеличением внешнего поля и, наоборот, от структуры рис. 1д до структуры рис. 1а при уменьшении внешнего поля.

Заключение

На основе решения уравнений микромагнетизма численным способом исследованы энергия и структура ДГ Блоха под действием магнитного поля, приложенного перпендикулярно оси легкого намагничивания. Под действием внешнего поля независимо от направления (отрицательного или положительного) одновихревая структура 180° ДГ Блоха переходит при достижении некоторого значения внешнего поля в промежуточную двумерную ДГ Нееля со значительным понижением полной энергии ДГ и при снятии внешнего поля структура промежуточной ДГ Нееля переходит в структуру двухвихревой 180° ДГ. Под действием внешнего поля двухвихревая 180° ДГ переходит в промежуточную ДГ Блоха и при снятии внешнего поля структура промежуточной ДГ Блоха переходит в структуру 180° ДГ Блоха. Детально исследовано и показано, что переход из одной структуры в другую осуществляется вследствие полного выхода намагниченности на поверхность пленки.

Список использованных источников:

1. *La Bonte A.E.* Two-dimensional Bloch-type domain walls in ferromagnetic films // J. Appl. Phys. 1969. V. 40, № 6, P. 2450-2458.
2. *Hubert A.* Stray-field-free magnetization configurations // Phys. Stat. Sol. 1969., V. 32. P. 519-534.
3. *Браун У. Ф.* Микромагнетизм. М.: Наука, 1979. 160 с.
4. *Berkov D. V., Ramstock K., Hubert A.* Solving micromagnetic problems. Towards an optimal numerical method // Phys. Stat. Sol. (a) 1993. V. 137. P. 207-225.
5. *Филиппов Б. Н., Дубовик М. Н.* Нелинейная перестройка вихреподобных доменных границ в магнитно-одноосных пленках под действием внешнего поля, перпендикулярного оси легкого намагничивания // ЖТФ. 2008. Т. 78. Вып. 10. С. 110-116.
6. *Дубовик М. Н., Зверев В. В., Филиппов Б. Н.* Нелинейная перестройка структуры доменных границ в тонкой пленке с одноосной плоскостной анизотропией // ФММ. 2014. Т. 115. № 11. С. 1226-1244.

УДК 537.9

НОВЫЕ ОСОБЕННОСТИ ПОЛЕВОГО ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ СО СЛУЧАЙНОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Комогорцев С.В.

д.ф.-м.н., зав. лаб. физики магнитных пленок
Института физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Фельк В.А.

Сибирский Государственный Университет Науки и Технологий им. М.Ф. Решетнёва

Исхаков Р.С.

д.ф.-м.н., гнс лаб. физики магнитных пленок
Института физики им. Л. В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *В модели тонкой поликристаллической пленки – тонком слое, состоящем из обменно-связанных кубических блоков со случайной ориентацией осей легкого намагничивания установлено, что скорость смены степенных режимов в полевых зависимостях параметров корреляций намагниченности подтверждает новые эмпирические выражения, предложенные в последних работах. Зависимость дисперсии намагниченности от поля в области существования ряби показывает показатель степени несколько ниже теоретически предсказанного показателя ¾.*

Ключевые слова *микромагнетизм, корреляции намагниченности, магнитные пленки*

NEW FEATURES IN A FIELD BEHAVIOR OF MAGNETIC CORRELATIONS IN FERROMAGNETS WITH RANDOM MAGNETIC ANISOTROPY

Komogortsev S.V.

Dr.Sc., head of magnetic films laboratory,

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences

Fel'k V.A.

Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Iskhakov R.S.

Dr.Sc., chief researcher of magnetic films laboratory,

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center, Siberian Branch, Russian Academy of Sciences

Annotation. *The model of a thin polycrystalline film - a thin layer consisting of exchange-coupled cubic blocks with a random orientation of the easy magnetization axes is used to examine of power-law regimes in the field behavior magnetic correlation parameters. It was found that the rate of changing of power-law regimes follows new empirical expressions proposed in recent works. The field dependence of the dispersion of magnetization in the region of existence of ripples shows an exponent somewhat lower than the theoretically predicted exponent ¾.*

Keywords: *micromagnetism, magnetic correlations, magnetic films*

Модель ферромагнетика со случайной ориентацией локальной оси легкого намагничивания привлекает внимание благодаря ее успешному приложению к описанию свойств, востребованных практикой аморфных и нанокристаллических материалов [1]. Важной особенностью модели, позволяющей понять свойства данных материалов, является то, что их магнитная микроструктура характеризуется отсутствием дальнего порядка на макромасштабе и ферромагнитным упорядочением в пределах т.н. магнитной корреляционной длины (обычно от десятков нанометров до микрометра). Усреднение анизотропии в пределах таких корреляционных объемов дает описание высоких магнитомягких свойств адекватное накопленным экспериментальным данным.

Для оценки магнитной корреляционной длины в наноматериалах используются микроскопические методики: керровская и лоренцева микроскопия; магнитная силовая микроскопия. Эти методики регистрируют магнитную микроструктуру на поверхности образца. Для оценки магнитной корреляционной длины в объеме образца в настоящее используют два метода – рассеяние нейтронов на малые углы (SANS – small-angle neutron scattering) [2] и метод корреляционной магнитометрии, основанный на интерпретации кривых приближения намагниченности к насыщению [3].

Основой этих методов являются теоретические выражения для таких параметров парной корреляционной функции намагниченности, как дисперсия поперечной к полю компоненты намагниченности v_m и корреляционная длина намагниченности l_m. Теория вопроса, стартуя с пионерской работы Брауна [4], получила значительное развитие [5] однако и по сей день в ней остаются открытые вопросы.

Сумма теоретических результатов, полученных в рамках теории возмущений для случая больших полей, микромагнитных расчетов и экспериментальных наблюдений приводит к следующей картине поведения магнитных корреляций от поля. В нулевом и малых полях протяженность области магнитных корреляций конечна и описывается известными выражениями теории случайной магнитной анизотропии (например [6]). В полях существенно больших поля анизотропии, усредненного в пределах магнитного корреляционного объема, корреляционный радиус намагниченности зависит от поля следующим образом $l_H = (2A/M_sH)^{1/2}$ (эта длина также известна как длина волны ряби намагниченности) [7,8]. Дисперсия v_m в этих полях, также демонстрирует степенное снижение с ростом поля $v_m \propto H^a$ однако, в отличие от магнитной корреляционной длины, показатель степени здесь оказывается зависимым от размерности магнитных корреляций [6] (при этом проявляются величины a от 0.5 до 2) и некоторых других особенностей. Так для тонкой магнитной пленки в данных полях теоретически получен результат $v_m \propto H^{3/4}$ [7,8]. В высоких полях (выше так называемого обменного, либо корреляционного [9] поля) корреляционная длина становится независимой от поля и равной корреляционному размеру ОЛН, а дисперсия подчиняется универсальной зависимости $v_m \propto H^{3/4}$. Переходы между этими режимами наблюдаются в эксперименте и используются для оценки корреляционных полей. В работе [3] указано на то, что скорость смены режимов, наблюдаемая в эксперименте, на несколько порядков превосходит скорости предсказываемые теорией возмущения. Кроме того, в этой работе предложены эмпирические выражения для параметров магнитных корреляций, позволяющие описывать экспериментальные кривые приближения намагниченности к насыщению, содержащие переключение между различными режимами.

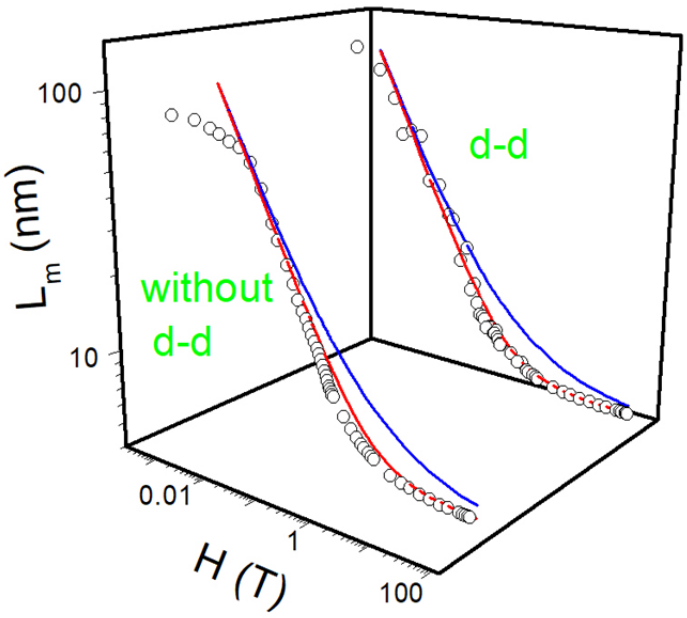


Рис. 1. Корреляционная длина намагниченности с учетом и без учета диполь-дипольного взаимодействия. Синяя линия изменение согласно работе [2], красная – согласно работе [3].

В данной работе мы проводим проверку поведения магнитных корреляций при изменении поля в пределах всех трех режимов с помощью микромагнитного моделирования. В качестве объекта выбрана тонкая пленка – тонкий слой, набранный из обменно-связанных кубических блоков со случайной ориентацией ОЛН. По рассчитанным распределениям намагниченности при различных полях определялись параметры корреляций v_m и l_m.

В результате анализа полевого поведения этих параметров установлено, что скорость смены полевых режимов хорошо согласуется с предсказаниями эмпирических выражений работы [3] (рис.1). Кроме того, прецизионный анализ степенного режима $v_m \propto H^a$ в области существования ряби намагниченности выявил показатель степени 0.71±0.1, что несколько ниже теоретически предсказанного показателя ¾. В качестве возможной причины такого отличия обсуждается не учет в теории корреляторов порядка выше двух.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240001.

Список использованных источников:

1. Herzer G. Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials // Acta Mater. 2013. Vol. 61, № 3. P. 718–734.
2. Mühlbauer S. et al. Magnetic small-angle neutron scattering // Rev. Mod. Phys. 2019. Vol. 91, № 1. P. 015004.
3. Komogortsev S.V., Iskhakov R.S. Law of approach to magnetic saturation in nanocrystalline and amorphous ferromagnets with improved transition behavior between power-law regimes // J. Magn. Magn. Mater. 2017. Vol. 440. P. 213–216.
4. Brown W. Theory of the Approach to Magnetic Saturation // Phys. Rev. 1940. Vol. 58, № 8. P. 736–743.
5. Fähnle M., Kronmüller H. The influence of spatially random magnetostatic, magnetocrystalline, magnetostrictive and exchange fluctuations on the law of approach to ferromagnetic saturation of amorphous ferromagnets // J. Magn. Magn. Mater. 1978. Vol. 8, № 2. P. 149–156.
6. Hoffmann H. Quantitative Calculation of the Magnetic Ripple of Uniaxial Thin Permalloy Films // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35, № 6. P. 1790.
7. Ignatchenko V.A. Magnetic Structure of Thin Magnetic Films and Ferromagnetic Resonance // JETP. 1968. Vol. 27, № 1. P. 162.
8. Iskhakov R.S. et al. Study of magnetic correlations in nanostructured ferromagnets by correlation magnetometry // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 2003. Vol. 78, № 10. P. 646–650.

УДК 537.9

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ФЕРРИМАГНЕТИКАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СПИНОВОГО ТОКА ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

Юрлов В.В.
Московский физико-технический институт (НИУ)

Звездин К.А.

Московский физико-технический институт (НИУ),
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Скирдков П.Н.
Московский физико-технический институт (НИУ),
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Звездин А.К.
Московский физико-технический институт (НИУ)
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Аннотация: Рассмотрена динамика доменной стенки в ферримагнетиках, на примере GdFeCo, под влиянием спин-поляризованного тока вблизи точки компенсации момента импульса.
Ключевые слова: спинтроника, спин-поляризованный ток.

DYNAMICS OF A DOMAIN WALL IN FERRIMAGNETS UNDER THE INFLUENCE OF A SPIN CURRENT NEAR ANGULAR MOMENTUM COMPENSATION POINT

Yurlov V.V.
Moscow Institute of Physics and Technology
Zvezdin K.A.
Moscow Institute of Physics and Technology, General Physics Institute named after A.M. Prokhorov RAS
Skirdkov P.N.
Moscow Institute of Physics and Technology, General Physics Institute named after A.M. Prokhorov RAS
Zvezdin A.K.
Moscow Institute of Physics and Technology, General Physics Institute named after A.M. Prokhorov RAS

Abstract: *The dynamics of a domain wall in ferrimagnets under the influence of a spin-polarized current near angular momentum compensation point is considered, on the example of GdFeCo.*
Key words*: spintronics, spin-polarized current.*

Рассмотрена динамика доменной стенки в ферримагнетиках, на примере GdFeCo, под влиянием спин-поляризованного тока вблизи точки компенсации момента импульса

$\frac{M_1}{\gamma_1}=\frac{M_2}{\gamma_2}$ (angular momentum compensation point), где γ_1 γ_2, M_i и γ_i намагниченность и гиромагнитное отношение для i-ой подрешетки соответственно (i = 1, 2). Для вывода динамических уравнений движения доменной стенки был использован лагранжиан, диссипативная функция Рэлея и плотность мощности спинового тока для двухподрешеточного ферримагнетика. Используя квазиантиферромагнитное приближение, переходим от полярных и азимутальных углов каждой из подрешеток к углам θ и φ между квазиантиферромагнитным вектором $\boldsymbol{L}=\boldsymbol{M}_1-\boldsymbol{M}_2$ и легкой осью ферримагнетика. Применяя процедуру описанную в [1] получаем эффективный лагранжиан, эффективную функцию Рэлея и эффективную плотность мощности спинового тока, используя которые решаем уравнения Эйлера-Лагранжа $\frac{d}{dt}\left(\frac{d\mathrm{L}_{eff}}{d\dot{q}}\right)-\frac{d\mathrm{L}_{eff}}{dq}=-\frac{d\mathrm{R}_{eff}}{d\dot{q}}-\frac{dW}{d\dot{q}}$, где $q=\theta,\varphi$. В результате получим систему уравнений, которые описывают динамику доменной стенки вблизи точки компенсации момента импульса:

$$\begin{cases} \dfrac{2\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}\Delta}V+m\dfrac{\dot{\varphi}}{\gamma_{eff}}=-\dfrac{\pi\bar{A}}{2}\sin\left(\varphi-\psi\right)n_{\square} \\ -\dfrac{\chi_{\perp}}{\gamma_{eff}^2}\ddot{\varphi}+\dfrac{m}{\gamma_{eff}}\dfrac{V}{\Delta}-K_{\perp}\sin 2\varphi-\dfrac{2\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}}\dot{\varphi}=-\bar{A}n_{\perp}+\dfrac{\chi_{\perp}}{2}\left(\dfrac{\bar{B}}{M}\right)^2\sin 2\left(\varphi-\psi\right)n_{\square} \end{cases}, \quad (1)$$

где $m=(M_1-M_2)/2$, $M=(M_1+M_2)/2$, $\chi_{\perp}=M/H_{ex}$ магнитная восприимчивость, H_{ex} – обменное поле между подрешетками, $K_{\perp}$ константа плоскостной магнитной анизотропии, $\alpha_{eff}=\frac{\bar{\alpha}m}{m-m_0}$, $\gamma_{eff}=\frac{\bar{\gamma}m}{m-m_0}$, $\bar{\alpha}=\frac{\alpha_1}{\gamma_1}+\frac{\alpha_1}{\gamma_1}$, $\frac{1}{\bar{\gamma}}=\frac{1}{2\gamma_1}+\frac{1}{2\gamma_2}$, $m_0=\frac{M\left(\gamma_1-\gamma_2\right)}{\gamma_1+\gamma_2}$, $\bar{A}=\frac{\hbar JP_{\perp}}{2eL}$ и $\bar{B}=\frac{\hbar JP_{\square}}{2eL}$ – компоненты Слончевский (Slonchewski) и “field-like” спинового тока соответственно, J – плотность тока, e – заряд электрона, L – толщина ферримагнитного слоя, $P_{\perp}$ и $P_{\square}$ – величины поляризации спинового тока, α_i – параметр затухания Гильберта для i-ой подрешетки, $n_{\perp}$ и $n_{\square}$ - перпендикулярная и плоскостная компоненты единичного вектора $\boldsymbol{n}=\left(n_x,\, n_y,\, n_z\right)$, сонаправленного с вектором поляризации спинового тока, ψ – угол между проекцией вектора $\boldsymbol{n}$ на плоскость x-y и осью x, Δ – толщина доменной стенки, V – скорость доменной стенки.

Анализ уравнений динамики доменной стенки (1) в случае плоскостной поляризации спинового тока $\left(n_{\square}=1\right)$ показывает, что эффективная подвижность (mobility) доменной стенки $\frac{V}{J}$ достигает максимума вблизи точки компенсации момента импульса и равна $\frac{V}{J}=\frac{\pi\Delta\bar{\gamma}\hbar P_{\perp}}{4eL\bar{\alpha}M}$. В случае, когда поляризация спинового тока

перпендикулярна поверхности образца $(n_\perp = 1)$, динамика доменной стенки возбуждается Слончевский компонентой момента спинового тока. Решение динамических уравнений (1) в нестационарном режиме, когда $\dot{\varphi} \neq 0$, описывается формулой $\tan\frac{\varphi}{2} = \frac{J^*}{J} + \sqrt{1-\left(\frac{J^*}{J}\right)^2}\tan\left(\omega_0 t - \varphi_0\right)$, где $J^* = \frac{4\pi m^2 eL}{\hbar P_\perp}$ - критический ток, ω_0 – частота прецессии квазиантиферромагнитного вектора, $\varphi_0 = \tan^{-1}\frac{J^*}{\sqrt{J^2 - J^{*2}}}$. На Рис. 1 продемонстрирована зависимость критического тока от температуры и средней скорости доменной стенки от тока. В отличие от динамики доменной стенки в присутствие внешнего магнитного поля [2], в стационарном режиме скорость доменной стенки равна нулю и антиферромагнитный вектор замерзает, причем азимутальный угол удовлетворяет выражению $\sin 2\varphi = \frac{J}{J^*}$. В нестационарном режиме скорость доменной стенки по модулю возрастает с током, но в точке компенсации момента импульса обращается в ноль. Отметим, что квазиантиферромагнитный вектор в нестационарном режиме осциллирует с гигагерцовой частотой при токах порядка $10^7\ A/см^2$

Работа выполнена при поддержке РНФ 19-12-00432.

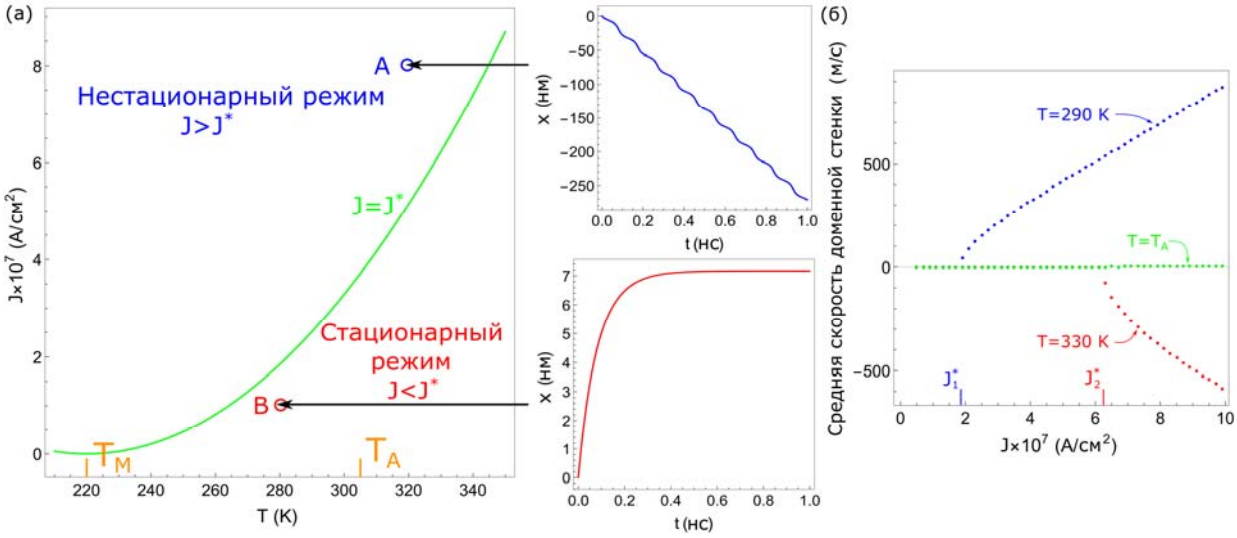


Рис. 1. а) Зависимость критической плотности тока от температуры, вставки А и В показывают зависимость координаты доменной стенки от времени; б) Зависимость средней скорости доменной стенки от плотности тока

Список использованных источников

1. Davydova M.D., Zvezdin K.A., Kimel A.V., Zvezdin A.K. Ultrafast spin dynamics in ferrimagnets with compensation point // Journal of Physics: Condensed Matter 2019. V. 32. P. 01LT01.
2. A.K. Zvezdin, Z.V. Gareeva, K.A. Zvezdin Anomalies in the dynamics of ferrimagnets near the angular momentum compensation point // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2020. V. 36. P. 166876.

УДК 537.9

ДИНАМИКА ДОМЕННОЙ СТЕНКИ В ФЕРРИМАГНЕТИКАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СПИНОВОГО ТОКА ВБЛИЗИ ТОЧКИ КОМПЕНСАЦИИ МОМЕНТА ИМПУЛЬСА

Юрлов В.В.
Московский физико-технический институт (НИУ)

Звездин К.А.

Московский физико-технический институт (НИУ),
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Скирдков П.Н.
Московский физико-технический институт (НИУ),
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Звездин А.К.
Московский физико-технический институт (НИУ)
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН

Аннотация: Рассмотрена динамика доменной стенки в ферримагнетиках, на примере GdFeCo, под влиянием спин-поляризованного тока вблизи точки компенсации момента импульса.
Ключевые слова: спинтроника, спин-поляризованный ток.

DYNAMICS OF A DOMAIN WALL IN FERRIMAGNETS UNDER THE INFLUENCE OF A SPIN CURRENT NEAR ANGULAR MOMENTUM COMPENSATION POINT

Yurlov V.V.
Moscow Institute of Physics and Technology
Zvezdin K.A.
Moscow Institute of Physics and Technology, General Physics Institute named after A.M. Prokhorov RAS
Skirdkov P.N.
Moscow Institute of Physics and Technology, General Physics Institute named after A.M. Prokhorov RAS
Zvezdin A.K.
Moscow Institute of Physics and Technology, General Physics Institute named after A.M. Prokhorov RAS

Abstract: *The dynamics of a domain wall in ferrimagnets under the influence of a spin-polarized current near angular momentum compensation point is considered, on the example of GdFeCo.*
Key words*: spintronics, spin-polarized current.*

Рассмотрена динамика доменной стенки в ферримагнетиках, на примере GdFeCo, под влиянием спин-поляризованного тока вблизи точки компенсации момента импульса

$\frac{M_1}{\gamma_1}=\frac{M_2}{\gamma_2}$ (angular momentum compensation point), где γ_1 γ_2, M_i и γ_i намагниченность и гиромагнитное отношение для i-ой подрешетки соответственно (i = 1, 2). Для вывода динамических уравнений движения доменной стенки был использован лагранжиан, диссипативная функция Рэлея и плотность мощности спинового тока для двухподрешеточного ферримагнетика. Используя квазиантиферромагнитное приближение, переходим от полярных и азимутальных углов каждой из подрешеток к углам θ и φ между квазиантиферромагнитным вектором $\boldsymbol{L}=\boldsymbol{M}_1-\boldsymbol{M}_2$ и легкой осью ферримагнетика. Применяя процедуру описанную в [1] получаем эффективный лагранжиан, эффективную функцию Рэлея и эффективную плотность мощности спинового тока, используя которые решаем уравнения Эйлера-Лагранжа $\frac{d}{dt}\left(\frac{d\mathrm{L}_{eff}}{d\dot{q}}\right)-\frac{d\mathrm{L}_{eff}}{dq}=-\frac{d\mathrm{R}_{eff}}{d\dot{q}}-\frac{dW}{d\dot{q}}$, где $q=\theta,\varphi$. В результате получим систему уравнений, которые описывают динамику доменной стенки вблизи точки компенсации момента импульса:

$$\begin{cases} \dfrac{2\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}\Delta}V+m\dfrac{\dot{\varphi}}{\gamma_{eff}}=-\dfrac{\pi\bar{A}}{2}\sin\left(\varphi-\psi\right)n_{\square} \\ -\dfrac{\chi_{\perp}}{\gamma_{eff}^2}\ddot{\varphi}+\dfrac{m}{\gamma_{eff}}\dfrac{V}{\Delta}-K_{\perp}\sin 2\varphi-\dfrac{2\bar{\alpha}M}{\bar{\gamma}}\dot{\varphi}=-\bar{A}n_{\perp}+\dfrac{\chi_{\perp}}{2}\left(\dfrac{\bar{B}}{M}\right)^2\sin 2\left(\varphi-\psi\right)n_{\square} \end{cases}, \quad (1)$$

где $m=(M_1-M_2)/2$, $M=(M_1+M_2)/2$, $\chi_{\perp}=M/H_{ex}$ магнитная восприимчивость, H_{ex} – обменное поле между подрешетками, $K_{\perp}$ константа плоскостной магнитной анизотропии, $\alpha_{eff}=\frac{\bar{\alpha}m}{m-m_0}$, $\gamma_{eff}=\frac{\bar{\gamma}m}{m-m_0}$, $\bar{\alpha}=\frac{\alpha_1}{\gamma_1}+\frac{\alpha_1}{\gamma_1}$, $\frac{1}{\bar{\gamma}}=\frac{1}{2\gamma_1}+\frac{1}{2\gamma_2}$, $m_0=\frac{M\left(\gamma_1-\gamma_2\right)}{\gamma_1+\gamma_2}$, $\bar{A}=\frac{\hbar JP_{\perp}}{2eL}$ и $\bar{B}=\frac{\hbar JP_{\square}}{2eL}$ – компоненты Слончевский (Slonchewski) и “field-like” спинового тока соответственно, J – плотность тока, e – заряд электрона, L – толщина ферримагнитного слоя, $P_{\perp}$ и $P_{\square}$ – величины поляризации спинового тока, α_i – параметр затухания Гильберта для i-ой подрешетки, $n_{\perp}$ и $n_{\square}$ - перпендикулярная и плоскостная компоненты единичного вектора $\boldsymbol{n}=\left(n_x,\, n_y,\, n_z\right)$, сонаправленного с вектором поляризации спинового тока, ψ – угол между проекцией вектора $\boldsymbol{n}$ на плоскость x-y и осью x, Δ – толщина доменной стенки, V – скорость доменной стенки.

Анализ уравнений динамики доменной стенки (1) в случае плоскостной поляризации спинового тока $\left(n_{\square}=1\right)$ показывает, что эффективная подвижность (mobility) доменной стенки $\frac{V}{J}$ достигает максимума вблизи точки компенсации момента импульса и равна $\frac{V}{J}=\frac{\pi\Delta\bar{\gamma}\hbar P_{\perp}}{4eL\bar{\alpha}M}$. В случае, когда поляризация спинового тока

перпендикулярна поверхности образца $(n_\perp = 1)$, динамика доменной стенки возбуждается Слончевский компонентой момента спинового тока. Решение динамических уравнений (1) в нестационарном режиме, когда $\dot{\varphi} \neq 0$, описывается формулой $\tan\varphi = \frac{J^*}{J} + \sqrt{1-\left(\frac{J^*}{J}\right)^2}\tan\left(\omega_0 t - \varphi_0\right)$, где $J^* = \frac{4\pi m^2 eL}{\hbar P_\perp}$ - критический ток, ω_0 – частота прецессии квазиантиферромагнитного вектора, $\varphi_0 = \tan^{-1}\frac{J^*}{\sqrt{J^2 - J^{*2}}}$. На Рис. 1 продемонстрирована зависимость критического тока от температуры и средней скорости доменной стенки от тока. В отличие от динамики доменной стенки в присутствие внешнего магнитного поля [2], в стационарном режиме скорость доменной стенки равна нулю и антиферромагнитный вектор замерзает, причем азимутальный угол удовлетворяет выражению $\sin 2\varphi = \frac{J}{J^*}$. В нестационарном режиме скорость доменной стенки по модулю возрастает с током, но в точке компенсации момента импульса обращается в ноль. Отметим, что квазиантиферромагнитный вектор в нестационарном режиме осциллирует с гигагерцовой частотой при токах порядка $10^7\ A/см^2$

Работа выполнена при поддержке РНФ 19-12-00432.

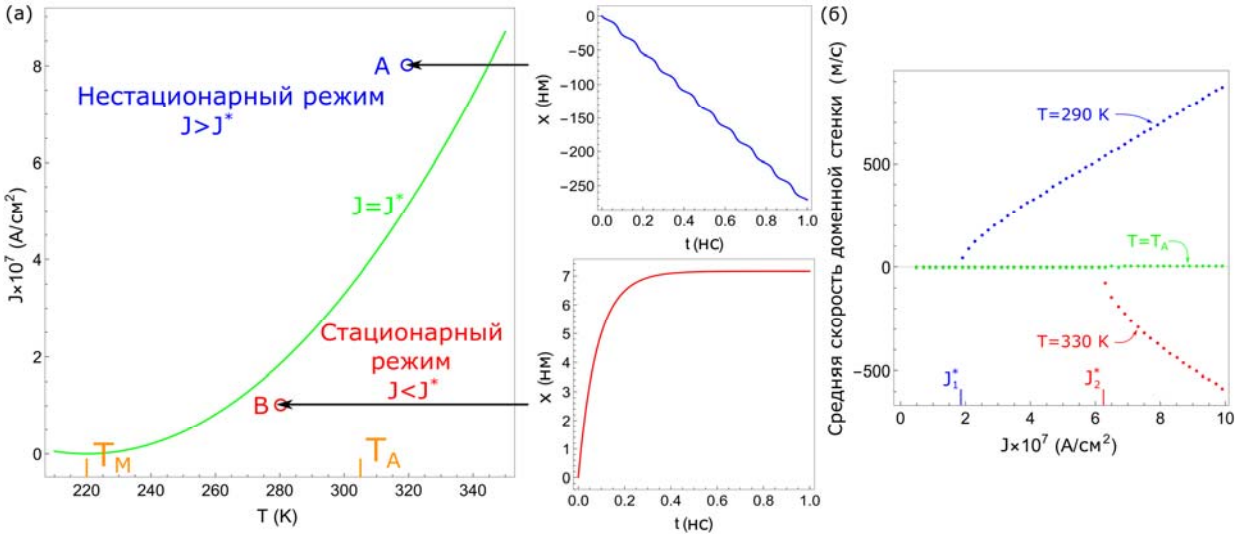


Рис. 1. а) Зависимость критической плотности тока от температуры, вставки А и В показывают зависимость координаты доменной стенки от времени; б) Зависимость средней скорости доменной стенки от плотности тока

Список использованных источников

1. Davydova M.D., Zvezdin K.A., Kimel A.V., Zvezdin A.K. Ultrafast spin dynamics in ferrimagnets with compensation point // Journal of Physics: Condensed Matter 2019. V. 32. P. 01LT01.
2. A.K. Zvezdin, Z.V. Gareeva, K.A. Zvezdin Anomalies in the dynamics of ferrimagnets near the angular momentum compensation point // Journal of Magnetism and Magnetic Materials 2020. V. 36. P. 166876.

Самым известным и чрезвычайно красивым динамическим магнитным процессом является полярное сияние…

ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИКАХ

УДК 537.622

УПРАВЛЕНИЕ СКОРОСТЬЮ ДВИЖЕНИЯ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ В ПЛЕНКЕ ФЕРРИТА-ГРАНАТА С ПОМОЩЬЮ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Прабхакара К.Х.

аспирант, Университет св. Радбоуда, Институт молекул и материалов, г. Неймеген, Нидерланды

Шапаева Т.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, МГУ имени М.В. Ломоносова

Давыдова М.Д.

аспирантка, МФТИ

Звездин К.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник МФТИ

Звездин А.К.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт общей физики им. А.М. Прохорова

Девис К.С.

д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Университет св. Радбоуда, г. Неймеген, Нидерланды

Кирилюк А.И.

д.ф.-м.н., профессор, Университет св. Радбоуда, г. Неймеген, Нидерланды

Райзинг Т.

д.ф.-м.н., профессор, Университет св. Радбоуда, г. Неймеген, Нидерланды

Кимель А.В.

д.ф.-м.н., профессор, Университет св. Радбоуда, г. Неймеген, Нидерланды

Аннотация. *Используя метод, объединяющий двукратную высокоскоростную фотографию и метод накачки-зондирования, было обнаружено, что фемтосекундный лазерный импульс способен изменять скорость движущейся доменной границы в пленке феррита-граната. Комбинация указанных методов была использована впервые. Изменение скорости доменной границы зависит от интенсивности возбуждающего оптического импульса и скорости самой доменной границы и не зависит от поляризации импульса накачки. Для объяснения полученных результатов была предложена модель, в которой скорость доменной границы контролируется фотоиндуцированной генерацией вертикальных блоховских линий.*

Ключевые слова*: динамика доменных границ, магнитные вихри, вертикальные блоховские линии, метод накачки-зондирования, метод двукратной высокоскоростная фотография.*

CONTROLLING MAGNETIC DOMAIN WALL VELOCITY BY FEMTOSECOND LASER PULSES

Prabhakara K. H.

PhD student, Radboud University, Nijmegen, the Netherlands

Shapaeva T. B.

Senior Researcher, Lomonosov Moscow State University

Davydova M. D.

PhD student, Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

Zvezdin K. A.

Senior Researcher, Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

Zvezdin A. K.

Professor, Chief Researcher, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Davies C. S.

Senior Researcher, Radboud University, Nijmegen, the Netherlands

Kirilyuk A.I.

Professor, Radboud University, Nijmegen, the Netherlands

Rasing Th.

Professor, Radboud University, Nijmegen, the Netherlands

Kimel A. V.

Professor, Radboud University, Nijmegen, the Netherlands

Annotation. *Using a method that combines the double high-speed photography and the pump-probe method, we find that a femtosecond laser pulse is able to change the velocity of a moving domain wall in an yttrium iron garnet. The combination of these methods was used for the first time. The velocity change depends on the light intensity and the domain wall velocity itself. To explain the results, we propose a model in which the domain wall velocity is controlled by photo-induced generation of vertical Bloch lines.*

Keywords: *domain wall dynamics, magnetic vortices, vertical Bloch lines, pump-probe method, double high-speed photography method.*

В экспериментах использовали пленку Bi-содержащего феррита-граната, выращенную на подложке с ориентацией (111). Поле анизотропии при комнатной температуре составляло ≈ 7 кЭ. Для создания в образце единственной доменной границы (ДГ) использовали градиентное магнитное поле величиной 3,4 кЭ/см, создаваемое постоянными магнитами. Помимо компоненты поля перпендикулярной плоскости образца эти магниты имели компоненту, ориентированную в плоскости образца, перпендикулярно плоскости доменной границы, ее величина была около 5 кЭ. Дополнительно создавали постоянное магнитное поле той же ориентации, величину которого можно было менять. Таким образом, максимальное плоскостное магнитное поле достигало 6,7 кЭ. Постоянное плоскостное поле стабилизирует структуру динамической доменной границы и позволяет достичь скоростей вплоть до 4 км/с и выше [1]. В нашем эксперименте скорость движения ДГ не превышала 0,6 км/с.

Для управления динамикой ДГ была использована пара соосных катушек, расположенных на поверхностях образца. Длительность импульса напряжения, подаваемого в эти катушки, составляла 20 мкс, его переднего фронта – 20 нс. После окончания действия

импульса магнитного поля ДГ возвращалась в положение равновесия под действием градиентного поля.

Положение динамической ДГ контролировали с помощью метода двукратной фотографии. Два линейно-поляризованных импульса с длиной волны 800 нм и длительностью 70 фс освещали движущуюся границу с интервалом 35 нс. Это величина определяет временное разрешение установки. Импульс накачки (400 нм, 70 фс), действующий на динамическую ДГ через 1 нс после первого зондирующего импульса, был сфокусирован в пятно диаметром ~ 50 мкм и был расположен на образце так, чтобы возбуждать именно движущуюся ДГ. По двукратным фотографиям можно определить скорость границы в области влияния импульса накачки и вне ее (рис.1а, б). Сопоставляя эти скорости, было обнаружено, что, начиная с порогового значения мощности импульса накачки (~ 0,17 Дж/см^2), наблюдается торможение границы, величина которого может достигать 50 %. Уменьшение скорости растет с ростом мощности возбуждающего импульса и насыщается. Торможение ДГ после оптической накачки наблюдается только при движении границы со скоростями, меньше некоторой критической величины (0,6 км/с) (рис.1в).

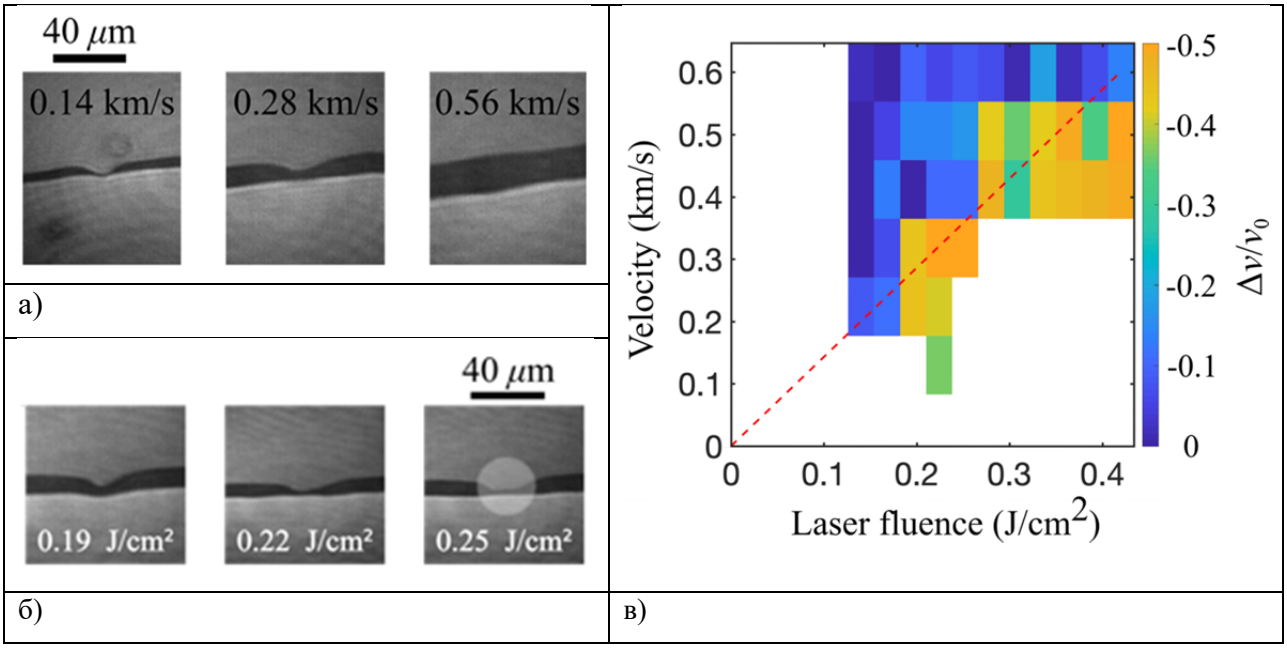


Рис. 1. Результаты влияния импульса накачки на динамическую доменную границу феррита-граната. Двукратные фотографии демонстрируют влияние импульсов накачки различной мощности на доменную границу, движущуюся с разными скоростями: а) мощность оптического импульса 0,22 Дж/см^2; б) скорость движения границы V=0,23 км/с, светлый круг на последней фотографии показывает область воздействия импульса накачки. На всех фотографиях доменная граница движется снизу вверх. в) относительное изменение скорости движения доменной границы, индуцированное светом, как функции скорости границы и мощности импульса накачки. Цветовая шкала показывает величину относительного изменения скорости границы. Красная пунктирная линия разделяет области с заметным влиянием импульса накачки на динамику доменной границы и без него [6].

Поскольку уменьшение скорости не зависит от поляризации возбуждающего импульса аналогично другим поляризационно-независимым эффектам, описанным для ферритов-гранатов [2, 3], мы предполагаем, что основным влиянием импульса накачки является локальное повышение температуры. Однако в работе [4] и ранее проведенных исследованиях было показано, что однородный статический нагрев образца приводит к обратному эффекту – возрастанию скорости ДГ. Это различие указывает на важность влияния на динамическую ДГ именно сильного неоднородного нагрева, вызванного фемтосекундным лазерным импульсом.

Считается, что изгиб и замедление движущейся ДГ указывают на увеличение концентрации внутри нее блоховских линий и подобных вихревых дефектов, которые уже были изучены теоретически и экспериментально [5]. Поэтому, для объяснения наблюдаемых эффектов, была предложена модель, основанная на фотоиндуцированной генерации вертикальных блоховских линий [6]. Структура статической и динамической ДГ различна. В движущейся блоховской доменной границе вектор намагниченности выходит из плоскости границы, этот угол растет при увеличении скорости границы. В определенный момент выход намагниченности из плоскости ДГ будет такой, что внутри блоховской границы возникнет участок неелевской ДГ. Таким образом произойдет рождение пары магнитных вихрей – вертикальных блоховских линий. Эти вихри будут двигаться в противоположных направлениях с равными по модулю скоростями, величина которых растет при увеличении скорости самой границы и уменьшается с увеличением топологического заряда вихря. Чем больше этот заряд, тем сильнее будет торможение границы в области локализации вихря. Во время точечного нагрева динамической ДГ, ее скорость увеличивается, что приводит к рождению пары вихрей, движущихся в противоположные стороны. Чем больше энергия импульса накачки, тем выше локальная температура, граница в этой области ускоряется сильнее, и возникают вихри с большими топологическими зарядами. Если при этом скорость ДГ велика, то за время между импульсом накачки и вторым импульсом зондирования вихрь с большим топологическим зарядом распадается на отдельные вихри с минимальными зарядами, подвижность которых выше. Однако торможение границы, вызываемое этими вихрями по отдельности, мало, и не может быть обнаружено экспериментально (рис.1в). Если скорость ДГ невелика, возникшие вихри движутся медленнее и распада на отдельные вихри за время наблюдения не происходит. В этом случае в эксперименте наблюдается локальное торможение границы.

Таким образом, с помощью метода, объединяющего метод двукратной фотографии и метод накачки-зондирования, было показано, что ультракороткие лазерные импульсы оказывают абсолютно противоположное влияние на движущиеся ДГ по сравнению с обычным нагревом. В отличие от однородного повышения температуры, которое ускоряет ДГ, оптическое возбуждение может снизить скорость движущейся границы в области накачки до 50%. Наблюдаемый эффект устойчив и был продемонстрирован для широкого диапазона скоростей и мощности накачки. Для объяснения наблюдаемого явления, была предложена модель, основанная на генерации вертикальных блоховских линий внутри динамической границы, после ее возбуждения.

Список использованных источников:

1. Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б. Динамика доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных магнитных полях. // ФТТ. – 2012. – Т. 52. – № 9. – С. 1795 – 1797.

2. Hansteen F., Kimel A., Kirilyuk A. and Rasing T. Femtosecond photomagnetic switching of spins in ferrimagnetic garnet films. // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 73. – № 1. – P. 1–14.

3. Davies C.S., Prabhakara K.H., Davydova M.D., Zvezdin K.A., Shapaeva T.B., Wang S., Zvezdin A.K., Kirilyuk A., Rasing Th, Kimel A.V. Anomalously Damped Heat-Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet. //Phys. Rev. Let. – 2019. – Vol. 122. – № 027202. – P. 1 – 7.

4. Боков В.А., Волков В.В. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках //ФТТ. – 2008. – Т. 50. – № 2. – С. 193 – 221.

5. Bar'jakhtar V.G., Chetkin M.V., Ivanov B.A., Gadetskiy S.N. Dynamics of Topological Magnetic Solitons. – Springer tracts in modern physics, Berlin, 1994. – Vol. 129. – 177 p.

6. Prabhakara K.H., Shapaeva T.B., Davydova M.D., Zvezdin K.A., Zvezdin A.K., Davies C.S., Kirilyuk A., Rasing Th, Kimel A.V. Controlling magnetic domain wall velocity by femtosecond laser pulses. //J. Phys.: Condens. Matter. – 2021. – Vol.33. – № 075802. – P. 1 – 9.

УДК 314.748

СВЕРХБЫСТРАЯ МАГНИТНАЯ ПЕРЕОРИЕНТАЦИЯ В ФЕРРИМАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦАХ В СВЧ ПОЛЕ

Голов А.В.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Власов В.С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Котов Л.Н.

д. ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Носов Л.С.

к.ф.-м.н., зав. кафедрой кафедры информационной безопасности,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Темнов В.В.

Dr.Sc., professor, Institut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

Аннотация. *Работа посвящена явлению переориентации намагниченности в однодоменных ферримагнитных наночастицах под воздействием коротких радиоимпульсов СВЧ-диапазона. Изучены пороговые характеристики переменного магнитного поля, при которых возможна магнитная переориентация в частице. Выявлены области минимума на пороговых зависимостях, которые могут быть использованы для уменьшения энергии поля, необходимой для переключения вектора намагниченности ферримагнитных наночастиц, что может быть использовано для создания устройств записи информации и других устройств СВЧ- и наноэлектроники.*

Ключевые слова: *ферримагнетизм, СВЧ, перемагничивание*

ULTRAFAST MAGNETIC SWITCHING IN FERRIMAGNETIC NANOPARTICLES EXCITED BY MICROWAVE FIELD

Golov A.V.

Ph.D., associate professor at the department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Vlasov V.S.

Ph.D., associate professor at the department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, head of department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Nosov L.S.

Ph.D., head of department of information security,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Temnov V.V.

Dr.Sc., professor, Institut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

Annotation. *We perform a theoretical investigation of ultrafast magnetic switching of magnetization vector in single-domain ferrimagnetic nanoparticles excited by the microwave field. The deep minimum on the dependence of the threshold amplitude for different sublattices magnetization saturation ratios was observed. The amplitude of microwave magnetic fields required for the magnetization vectors switching in ferrimagnetic particles can be reduced by using the minimum. The ultrafast switching process in the ferrimagnetic particles can be used for the design of ultrafast recording devices (data storage).*

Keywords: *ferrimagnetism, microwave, magnetization switching*

В настоящее время нелинейная динамика в ферри- и антиферромагнетиках представляет большой интерес в контексте практических приложений и имеет потенциал для использования в энергонезависимом хранении данных и обработке информации [1]. Много работ сейчас посвящено сверхбыстрому перемагничиванию магнитных наночастиц с помощью лазерных и упругих импульсов, с целью использования этого явления для разработки устройств магнитной памяти нового поколения [2]. В недавней работе [3] отмечается, что резонанс в ферри- и антиферромагнитных материалах должен подходить для поиска внутренней инерционной спиновой динамики на сверхкоротких временных масштабах. Сверхбыстрая динамика намагниченности в ферримагнетиках ещё недостаточно изучена [4]. Контроль прецессии намагниченности в ферримагнетиках является ключом к дальнейшему развитию такого направления как спинтроника.

В данной работе методом микромагнитного моделирования исследовано явление сверхбыстрого переключения векторов намагниченности подрешеток ферримагнитных однодоменных наночастиц под воздействием СВЧ поля. Переключение магнитным полем имеет ряд преимуществ по сравнению с использованием лазерной техники: малые размеры магнитных головок, отсутствие нагрева. Для переориентации векторов намагниченностей подрешёток из одного устойчивого положения в новое необходимо изменить угол между начальным и конечным положением вектора намагниченности, например, на 90°. Используя компьютерное моделирование можно подобрать такие параметры поля (величину, частоту, длительность, поляризацию и т.д.) при которых переключение вектора намагниченности в частице будет, к примеру, максимально быстрым или напротив энергетически эффективным, т.е. требовать меньших амплитуд и длительности воздействия переменных магнитных полей для записи информации на эти частицы.

В наших теоретических расчетах использовалась простая модель движения векторов намагниченности каждой из подрешёток ферримагнетика, основанная на уравнениях Ландау-Лифшица. Эффективное магнитное поле определялась как функциональная производная плотности магнитной энергии, представленная суммой плотностей энергий обменного поля, кубической анизотропии каждой из подрешёток и энергии внешнего поля. Для удобства численного моделирования использовались приведённые значения, отнесённые к величине поля анизотропии главной подрешётки:

$$h_{aniz} = \frac{h}{\left(\frac{2K_1}{M_1}\right)}, \omega_{aniz} = \frac{\omega}{\left(\frac{2K_1}{M_1}\gamma\right)}, t_{aniz} = t \cdot \left(\frac{2K_1}{M}\gamma\right) \quad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, M_1 и M_2 – намагниченности насыщения подрешёток, K_1 и K_2 – первая и вторая константы кубической анизотропии, $K_2 = 0.5K_1$. Для реальных ферримагнетиков единица приведённой частоты анизотропии будет соответствовать десяткам ГГц, а единица поля анизотропии – сотням мТл. Для фиксирования изменения магнитного состояния частицы использовался вектор антиферромагнетизма, равный разнице единичных векторов намагниченности магнитных подрешёток ферримагнитного кристалла: $l = m_1 - m_2$. Первоначальное положение вектора l задавалось вдоль оси Y. На частицу действовал радиоимпульс длительностью в 5 приведённых единиц времени, направленный параллельно плоскости XY под углом $\beta = 45°$ к оси Y. После прекращения действия радиоимпульса вектор l релаксировал в устойчивое положение, которое отмечалось как конечное, вследствие ненулевого параметра затухания $\alpha = 0.01$. Если радиоимпульс был достаточно слабый, то его энергии не хватало для преодоления энергетического барьера поля анизотропии в частице, и вектор l возвращался в первоначальное положение. При постепенном повышении амплитуды радиоимпульса для одной и той же частоты наступит момент, когда амплитуда достигнет некоторого критического (порогового) значения, и конечная намагниченность частицы станет отличаться от начальной.

На рис. 1 показаны пороговые зависимости амплитуд полей для переориентации вектора антиферромагнетизма l для ферримагнитных однодоменных частиц с различным соотношением намагниченности подрешёток $M_2 = (0.6 \div 0.95)M_1$. Как видно из рис. 1, наблюдаются достаточно широкие минимумы, которые смещаются в сторону более высоких частот с уменьшением общей намагниченности ферримагнетика $M = M_1 + M_2$. При этом и требуемая для переориентации частицы пороговая амплитуда радиоимпульса тоже увеличивается. Хотя рис. 1 представлен в логарифмических шкалах, но наблюдается практически линейная зависимость в положениях минимумов в амплитудно-частотной плоскости.

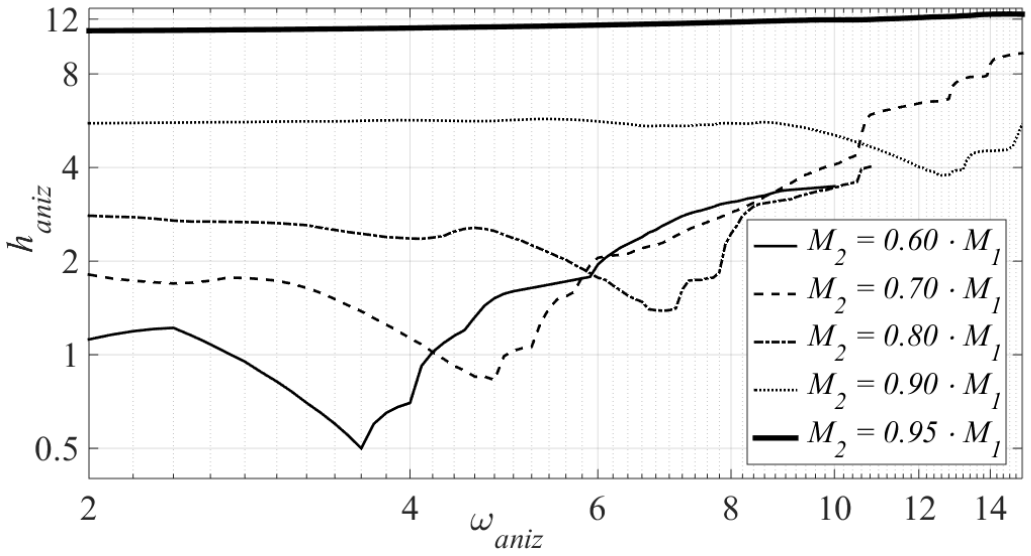


Рис. 1. Зависимость пороговой амплитуды магнитного переключения в ферримагнитной однодоменной частице при различных соотношениях намагниченностей подрешёток.

Для объяснения результатов компьютерного моделирования была произведена линеаризация системы уравнений Ландау-Лифшица для каждой подрешетки ферримагнетика вблизи положения равновесия вектора l, совпадающего с кристаллографической осью [010], в отсутствии затухания $\alpha = 0$ и при достаточно слабом, по сравнению с внутренними,

внешнем магнитном поле. После всех упрощений было получено биквадратное уравнение для частоты резонанса в ферримагнетике:

$$\Omega^4 + \left\{\lambda^2(M_1 - M_2)^2 - (M_1^2 + M_2^2)\left(\frac{4\lambda K_1}{M_1 M_2} + \frac{4K_1^2}{M_1^2 M_2^2}\right)\right\} \cdot \Omega^2 + \left(4\lambda K_1 + \frac{4K_1^2}{M_1 M_2}\right)^2 = 0. \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет два решения, одно из которых определяется обменными полями в кристалле и является более высокочастотной резонансной ветвью (рис. 2, *а, штриховая линия*), по сравнению со вторым низкочастотным решением, которое задаёт частоту ФМР (рис. 2, *а, сплошная линия*). Если связать частоты этих резонансных ветвей с соотношением намагниченностей насыщения подрешеток M_1 и M_2 ферримагнетика (рис. 2, *а*), то наблюдается быстрое уменьшение резонансной частоты с ростом величины x для верхней ветви. Для ветви ФМР наблюдается уже гиперболическая зависимость от x (рис. 2, *b*), которая соответствует и частотам минимумов для пороговых амплитуд на рис. 1. Для антиферромагнетика при $x = 1$ обе ветви сходятся к частоте АФМР равной 134 ω_{aniz}.

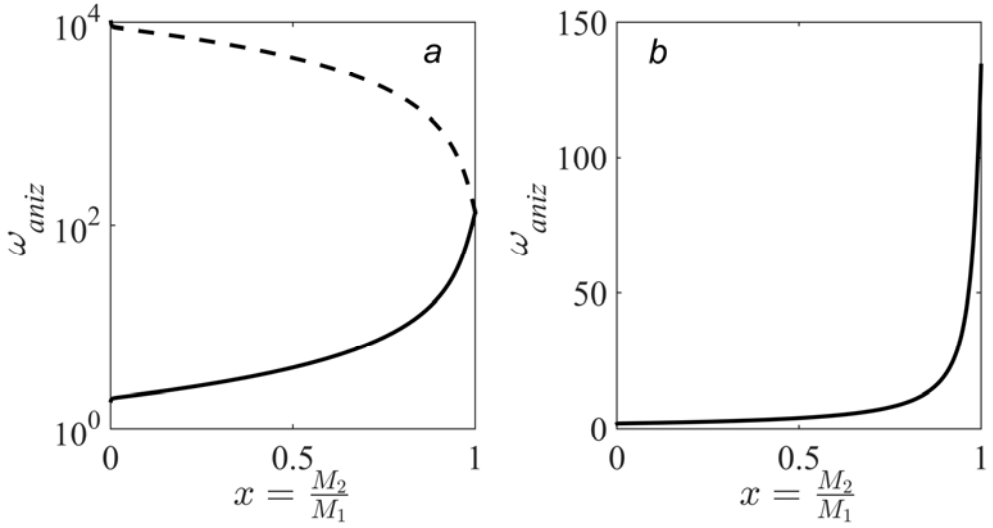


Рис. 2. Зависимости частот резонансных ветвей от соотношения намагниченностей подрешёток ферримагнетика.

Таким образом, в данной работе показана магнитная переориентация в однодоменных ферримагнитных наночастицах при воздействии СВЧ-радиоимпульса. Явление переориентации позволяет изменять магнитную структуру в ферримагнитных наночастицах и их ансамблях и может быть использовано устройств записи информации и других устройств наноэлектроники.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

Список использованных источников:

1. Котов Л.Н., Носов Л.С. Изменение магнитной структуры ансамблей однодоменных частиц и их отклик на радиоимпульс поля / Журн. техн. физики. 2008. – Т. 78, № 5. – С. 60–65.

2. Vlasov V.S. *et al* Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves / Phys. Rev. B –101, 2015. – P.024425.

3. Mondal R., Großenbach S., Rózsa L., Nowak U. Nutation in antiferromagnetic resonance / Phys. Rev. B 103, 2021. – P.104404.

4. Okuno T. *et al* Temperature dependence of magnetic resonance in ferrimagnetic GdFeCo alloys / Appl. Phys. Express. – V.12, N.9, 2019. – P.093001.

УДК 537.622.6

НЕЛИНЕЙНОЕ ВОЗРАСТАНИЕ ПОДВИЖНОСТИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ ФЕРРИТА-ГРАНАТА В ПРИСУТСТВИИ ПЛОСКОСТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Шапаева Т.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник кафедры магнетизма МГУ имени М.В. Ломоносова

Курбатова Ю.Н.

ведущий электроник кафедры магнетизма МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Динамика доменных границ в пленке феррита-граната в присутствии плоскостного магнитного поля, близкого по величине к полю анизотропии была исследована с помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии. Для объяснения полученной нелинейной связи подвижности доменной границы и величины плоскостного магнитного поля, было использовано предположение о зависимости параметра затухания от величины плоскостного поля, которая становится заметна в присутствии плоскостного поля, величина которого превышает 40 % поля анизотропии образца.*

Ключевые слова*: перемагничивание, подвижность доменной границы, плоскостное магнитное поле.*

NONLINEAR INCREASE OF DOMAIN WALL MOBILITY IN FERRITE-GARNET IN PRESENCE OF IN-PLANE MAGNETIC FIELD

Shapaeva T.B.

Senior Researcher of the Magnetism Department of M.V. Lomonosov Moscow State University

Kurbatova Yu.N.

Electronics Engineer of the Magnetism Department of M.V. Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The domain walls dynamics in a garnet film in the presence of in-plane magnetic field close in magnitude to the anisotropy field was investigated using the high-speed double photography method. To explain the obtained nonlinear relationship between the domain wall mobility and the in-plane magnetic field, we used the assumption about the dependence of the damping parameter on the in-plane field, which becomes noticeable in the presence of in-plane field with the value exceeding 40 % of the sample anisotropy field.*

Keywords: *magnetization reversal, domain wall mobility, in-plane magnetic field.*

Экспериментальному и теоретическому исследованию динамики доменных границ (ДГ) в пленках ферритов-гранатов, в том числе и с использованием плоскостных полей, посвящено значительное число работ [1-6]. Эксперименты проводили с помощью методов высокоскоростной фотографии [2], метода коллапса цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) [3] и с помощью метода, основанного на исследовании изменения дифракционной картины на лабиринтной доменной структуре под действием импульсного магнитного поля [4]. Для достижения скоростей движения ДГ выше скорости Уокера авторы работы [5] использовали постоянное магнитное поле, ориентированное в плоскости образца вдоль

нормали к плоскости доменной границы. Величина этого поля составляла несколько сот эрстед и была мала по сравнению с полем анизотропии, а максимальная скорость движения ДГ не превышала 100 м/с. В работе [6] было экспериментально продемонстрировано движение ДГ в ферритах-гранатах со сверхзвуковой скоростью. В указанных выше исследованиях зависимости скорости движения ДГ от величины продвигающего поля имели разный вид, но все они содержали начальный линейный участок, по которому можно определить величину подвижности ДГ.

Эксперименты, представленные в настоящей работе, продолжают ряд этих исследований. Динамика ДГ в пленке феррита-граната была изучена в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля, величина которого была близка к полю анизотропии образца. Показано, что подвижность доменной границы нелинейно возрастает с ростом плоскостного магнитного поля. Объяснение полученной зависимости предложено на основе того, что параметр затухания может зависеть от величины плоскостного поля.

Для исследования динамики ДГ была использована пленка висмут содержащего феррита-граната, выращенная на подложке из гадолиний галлиевого граната с ориентацией (111). Ось легкого намагничивания пленки перпендикулярна ее плоскости, при комнатной температуре поле анизотропии составляет около 6 кЭ. Эксперименты проводили в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости образца вдоль нормали к плоскости доменной границы. Величина этого поля составляла примерно 70 % от поля анизотропии образца. Единственную ДГ в образце создавали с помощью градиентного магнитного поля, перпендикулярного поверхности пленки, величина которого была 6 кЭ/см. Импульсное магнитное поля H_{imp}, продвигающее ДГ, создавали с помощью двух соосных катушек с внутренним диаметром 1,5 мм, расположенных на поверхностях образца.

В видимой области спектра висмут содержащие ферриты-гранаты обладают высокой добротностью, это позволяет исследовать динамику ДГ, используя метод высокоскоростной фотографии на основе эффекта Фарадея [6]. Динамическую ДГ освещали импульсами красного света длительностью 0.25 нс, задержанными друг относительно друга на 14 нс.

По начальным линейным участкам зависимостей $V(H_{imp})$, полученных в присутствии постоянного магнитного поля, ориентированного в плоскости пленки H_{pl}, были определены подвижности ДГ μ. Точность определения подвижности была не хуже 7 %. На рисунке 1 представлена подвижность как функция плоскостного магнитного поля H_{pl}. При $H_{pl} \to 0$, $\mu \to (\mu_o)_{exp} \approx 2$ м/с/Э. Зависимость $\mu(H_{pl})$, является возрастающей с начальным линейным участком.

Авторы работы [1] обсуждали линейный характер зависимости подвижности от величины плоскостного поля. Экспериментальные результаты, полученные методом трансляционного движения ЦМД, были сопоставлены с теоретическими расчетами. Было установлено, что зависимость $\mu(H_{pl})$ линейна и может быть описана соотношением:

$$\mu = \frac{\gamma \Delta}{\alpha}\left(1 + \frac{\pi}{2}\frac{H_{pl}}{H_A}\right) \qquad (1)$$

где γ – гиромагнитное отношение, Δ – параметр ширины ДГ, α – параметр затухания, H_{pl} – плоскостное магнитное поле, H_A – поле анизотропии. Несмотря на то, что это выражение было получено для условия $H_{pl} << H_A$, в работе [1] оно хорошо описывает экспериментальные данные вплоть до $H_{pl}/H_A = 0.4$. На начальном участке экспериментальной зависимости, представленной на рисунке 1, связь между μ и H_{pl} линейна, поэтому можно говорить о качественном согласии существующей теории и нашего эксперимента. При $\gamma = 1.2 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{с}\cdot\text{Э}}$; α=0.1; A=$10^{-7}$ эрг/см; K=$4\cdot10^4$ эрг/см^3, имеем $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K}} = 0.5 \cdot 10^{-5}$ см и $\mu_o = \frac{\gamma\Delta}{\alpha} = 6\ \frac{\text{м}}{\text{с}\cdot\text{Э}}$, что в три раза превышает величину, полученную в эксперименте $(\mu_o)_{экс}$ = 2 м/с/Э (см. рис.1). Однако пунктирная прямая на рис. 1, рассчитанная

по формуле (1) для указанных выше значений γ, α, Δ и H_A=6 кЭ для $H_{pl} \leq 0.4 \cdot H_A = 2.4$ кЭ, не дает количественного согласия с экспериментальными данными. Во-первых, экспериментальная зависимость $\mu(H_{pl})$ возрастает более резко, чем пунктирная прямая на рис.1, а, во-вторых, экспериментальная зависимость линейна только на начальном участке.

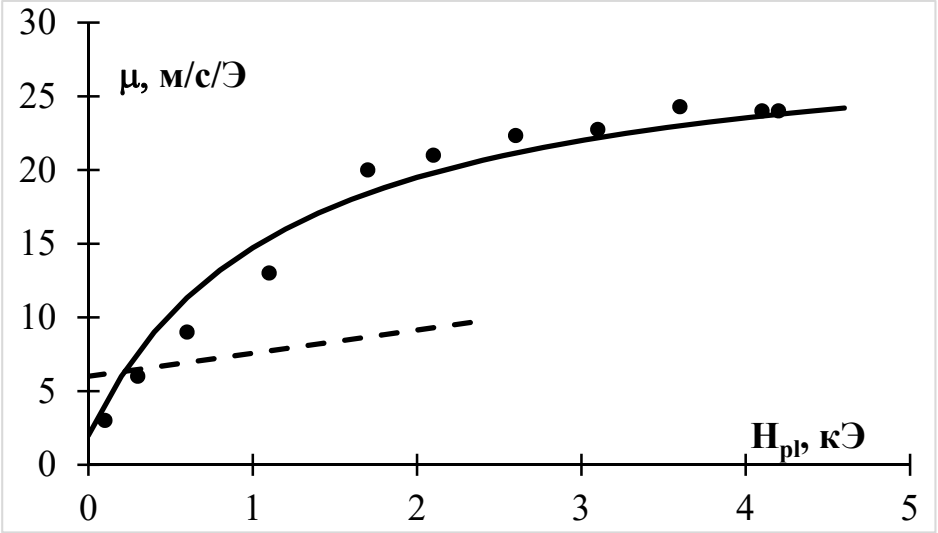


Рис.1. Зависимость подвижности доменной границы от величины плоскостного магнитного поля. Экспериментальные данные (●); пунктирная кривая рассчитана по формуле $\mu = \frac{\gamma\Delta}{\alpha}\left(1 + \frac{\pi}{2}\frac{H_{pl}}{H_A}\right)$ *при условии* $H_{pl} \leq 0.4 \cdot H_A = 2.4$ *кЭ, где* $\gamma = 1.2 \cdot 10^7 \frac{1}{\text{с·Э}}$*; α=0.1;* $\Delta = 0.5 \cdot 10^{-5}$ см*,* H_A *= 6 кЭ; сплошная кривая рассчитана по формуле* $\mu = (\mu_o)_{exp} + \Delta\mu \frac{\frac{H_{pl}}{H_A}}{\frac{H_{pl}}{H_A}+C}$*, где* $(\mu_o)_{exp}$ *=2 м/с/Э,* $\Delta\mu$ *= 28 м/с/Э; C = 0.2;* H_A *= 6 кЭ.*

К сожалению, в литературе отсутствуют данные о возможном характере зависимости $\mu(H_{pl})$ для больших плоскостных полей. Авторы работ [7, 8] предлагают использовать для вычисления подвижности формулу:

$$\mu = \frac{\gamma\Delta}{\alpha_{\text{ФМР}} + \alpha'} \tag{2}$$

где $\alpha_{\text{ФМР}}$ – параметр диссипации, определяемый из измерений ширины линии ФМР, α’ – параметр, учитывающий дополнительный вклад в потери, которые связывают с тем, что при движении ДГ соседние векторы намагниченности неколлинеарны, и обменное взаимодействие между ними ослаблено. В результате при движении ДГ кроме вклада в потери из-за взаимодействия, имеющегося и при однородной намагниченности, должен существовать дополнительный вклад, обусловленный возмущением модуля вектора намагниченности за счет изменения эффективного поля в ДГ, с последующей релаксацией этого возмущения. При некоторых условиях этот вклад может оказаться значительным. Тот факт, что параметр α не является постоянным и может меняться при определенных условиях уже описан в литературе [9, 10]. Поэтому предполагая, что параметр α в уравнении (1) зависит от плоскостного поля, можно получить нелинейную зависимость $\mu(H_{pl})$ в виде:

$$\mu = (\mu_o)_{exp} + \Delta\mu \frac{\frac{H_{pl}}{H_A}}{\frac{H_{pl}}{H_A} + C} \tag{3}$$

где $(\mu_o)_{\text{экс}}$ – экспериментальное значение подвижности ДГ в нулевом плоскостном поле, H_{pl} – плоскостное магнитное поле, H_A – поле анизотропии, Δμ и C – подгоночные коэффициенты

($\Delta\mu$ имеет размерность подвижности, C – безразмерная величина). При условии, что $H_{pl} << H_A$, зависимость (3) можно привести к виду:

$$\mu = (\mu_o)_{exp} + \frac{\Delta\mu}{C} \cdot \frac{H_{pl}}{H_A} \quad (4)$$

Иначе говоря, при условии, что плоскостное поле мало по сравнению с полем анизотропии соотношения (3) и (1) подобны. Сплошная кривая на рисунке 1 рассчитана по формуле (3), используя следующие параметры: $(\mu_o)_{exp}$ = 2 м/с/Э, $\Delta\mu$ = 28 м/с/Э; C = 0.2; H_{pl} = 6 кЭ. Экспериментальные результаты соответствуют расчётной кривой.

Таким образом, с помощью метода двукратной высокоскоростной фотографии была исследована динамика доменной границы в пленке феррита-граната в присутствии постоянного плоскостного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости границы. Величина этого поля достигала 70% от поля анизотропии образца. В настоящее время в литературе описаны исследования подвижности ДГ в присутствии плоскостных полей, величины которых не превышают 40% от поля анизотропии. При этом и эксперименты, и теория демонстрируют линейную связь между подвижностью ДГ и величиной плоскостного поля. Экспериментальное исследование динамики ДГ в более сильных плоскостных полях показало нарушение линейного характера функции $\mu(H_{pl})$ с ростом величины плоскостного поля. Для объяснения полученных результатов было сделано предположение о том, что параметр затухания зависит от величины плоскостного поля. Кривая $\mu(H_{pl})$, рассчитанная на основе этого предположения, показала соответствие экспериментальным данным.

Список использованных источников:

1. Волков В.В., Боков В.А. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках // ФТТ. – 2008. – Т. 50. – № 2. – С. 193–221.

2. Иванов Л.П., Логгинов А.С., Непокойчицкий Г.А. Экспериментальное наблюдение нового механизма движения доменной границы в сильных магнитных полях // ЖЭТФ. – 1983. – Т. 84. – № 3. – С. 1006–1022.

3. Patterson G.N., Giles R.C., Humphrey F.B. A numerical investigation of domain wall and horizontal Bloch line motion in thin films with perpendicular anisotropy // IEEE Trans. Magn. – 1991. – V. 27. – № 6. – P. 5498–5500.

4. Герасимов М.В., Ильин С.В., Логунов М.В., Никитов С.А., Спирин А.В., Чалдышкин А.Н. Магнитооптическая установка для исследования временной эволюции нанометровых смещений доменных границ при импульсном намагничивании // Приборы и техника эксперимента. – 2017. – № 5. – С. 106–111.

5. Рандошкин В.В. Зависимость скорости доменных стенок от магнитного поля в одноосных пленках феррит-гранатов с разным затуханием // ФТТ. – 1995. – Т. 37. – № 3. – С. 652–659.

6. Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б. Динамика доменных границ в пленках ферритов-гранатов в больших плоскостных магнитных полях // ФТТ. – 2010. – Т. 52. – № 9. – С. 1795–1797.

7. Иванов Б.А., Сафарян К.А. О подвижности доменных границ ферромагнетиков в поперечном магнитном поле // ФТТ. – 1990. – Т. 32. – № 12. – С. 3507–3511.

8. Иванов Б.А., Сафарян К.А. Динамика границ одноосного ферромагнетика в поперечном магнитном поле // ФНТ. – 1992. – Т. 18. – № 7. – С. 722–730.

9. Nibarger J. P., Lopusnik R., Silva T. J. Damping as a function of pulsed field amplitude and bias field in thin film Permalloy // Applied Physics Letters. – 2003. – V.82. – № 11, 2112.

10. Davies C. S., Prabhakara K. H., Davydova M. D., Zvezdin K. A., Shapaeva T. B., Wang S., Zvezdin A. K., Kirilyuk A., Rasing T., and Kimel A. V. Anomalously Damped Heat-Assisted Route for Precessional Magnetization Reversal in an Iron Garnet // Physical Review Letters. – 2019. – V. 122. – № 027202.

Доменная стенка в микропроводах, влияние магнитного поля на ее параметры

Лебле С.Б.

Д.ф.-м.н., профессор, Федерального Университета имени Иммануила Канта

Колесникова В.Г.

Инженер Научно-Образовательного Центра «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения» Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Родионова В.В.

К.ф.-м.н., Директор Научно-Образовательного Центра «Умные Материалы и Биомедицинские Приложения» Балтийского Федерального Университета имени Иммануила Канта

Аннотация. *На основе закона сохранения энергии выведена зависимость длины доменной границы (ДГ), создаваемой на конце микропровода, от магнитного поля. Также получено соотношение, позволяющее определить критическое поле, необходимое для начала движения ДГ.*

Ключевые слова: *доменная граница, микропровода, энергетический баланс, магнитомягкий материал*

Domain wall in microwires, impact of magnetic field on its parameters

Leble S.B.

Prof., Immanuel Kant Baltic Federal University

Kolesnikova V.G.

Engineer, Immanuel Kant Baltic Federal University

Rodionova V.V.

Dr. Assoc. Prof., head of the Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *The dependence of a domain wall (DW) length on magnetic field, being created at a microwire's end is derived on base of energy balance equation. The relation gives also the critical field, necessary for a DW move initiation.*

Keywords: *domain wall, microwires, energy balance, soft magnetic material*

Introduction. The aspects of nucleation theory in magnetism are still ones of main discussions in its fundamentals. In the monograph [1] the version of nucleation theory is given and results as pair of equations under the name of Brown [1], derived by somewhat mechanics equilibrium conditions (e.g. - zero torque) . Within the theory an expression for critical value of magnetic field H_c is derived on base of the Brown equations. In the paper [2] the first term of the relation is estimated as prevailing and connected with ratio for anisotropy constant K and saturation magnetization M_s. As the corollary, the constant K is expressed in terms of the saturation magnetostriction constant λ_s and residual stress tensor components. The results of experiments in [2], the field H_c value, having the stress dependence of the average nucleation field for a family of $Fe_{79}Si_{11}B_{13}C_2$ microwires, are applied for evaluation of the parameter λ_s /M_s.

In our work, the process of nucleation of a DW is considered as a phase transition of multispin system [3], that is characterized by magnetization vector density $\vec{M}$ having in mind the dependence of DW parameters on magnetic field *H*. There are two kinds of such phenomena experimental excitation: one localized at an end of a wire and other as a start of a DW pair far from the ends [4,5]. An excitation of the end DW is forced by a long solenoid with the wire within it. Its evolution exhibits specific dynamics of such parameter as the DW length *L*. The dynamics naturally depends on the applied magnetic field *H* via energy balance equation.

Energy balance. A DW creation by switching on an external magnetic field in a body with a geometrical symmetry looks so as a form of the DW should inherit this symmetry. Even if inside the body defects or dislocations are negligible, its presence at surfaces is inevitable and act as nucleation centers. The example of cylindrical microwire with its visible symmetry demonstrates such symmetry breaking, perhaps, explains either the DW creation at wires' end, or DW pair birth at a wall point, which has maximum inhomogeneity. It, by implication, confirms the plane structure of the DW, hence its elliptic form in the case of neglecting radial-dependent anisotropy [6,7].

for a plane wall of elliptic form with the semi-major and semi-minor axes *a* and *b*. Here *A* - the exchange stiffness, *K* - the anisotropy constant. We concentrate on the case of plane DW, see [6], where K is evaluated via mobility measurement. By definition, *a* coincides with the radius of the amorphous ferromagnetic core of a wire, then, introducing the DW length *L* along the wire axis *z*, we derive for the energy:

$$E_{DW} = 4\pi ab\sqrt{KA}\sqrt{4a^2 + L^2} \qquad (1)$$

DW creation at wires' end. The DW creation starts at end of a wire by long solenoid [4] at a volume v, when the wire's boundary vicinity is the area of a DW creation. The critical initiation field in this case is the first point on figures presenting dependence of a DW velocity on *H*. The direct application of the "working formula" (1) is possible if the field inside the exiting coil is almost homogeneous as in a long solenoid .The experimental value of the field intensity *H* is usually calculated under such assumption.

For the alternative, when the magnetic field intensity lies above the critical value of saturation we take $M(H)=M_s$, then the energy balance reads

$$HM_s v = 2\pi ab\sqrt{KA}\sqrt{4a^2 + L^2} \qquad (2)$$

Expressing the value *H* by (2) we get

$$H = \frac{2\pi ab\sqrt{KA}\sqrt{4a^2+L^2}}{M_s v} \qquad (3)$$

Let the volume of the energy transfer (nucleus of a critical size) does not depend on *L*. Hence the squared (3) yields for the rescaled field and a DW dimensional length $l = \frac{L}{2a}$, yields

$$h = \frac{HvM_S}{4\pi a^2\sqrt{AK}} = l^2 - 1 \qquad (4)$$

Finally we arrive at the compact relation

$$l = \sqrt{l^2 - 1}. \qquad (5)$$

Parameters estimations and model verification

The reproduction of the approximate relation for the anisotropy constant is given as $K \approx \frac{(\gamma\alpha)^2}{S^2}$A, that is derived from the formula for DW mobility *S*, γα and the exchange stiffness A [6].

To test the proposed theory on example of the *H* measurements the values of all parameters of the resulting formula (4) is needed. The paper [4] contains rich information about the DW parameters, including the length, estimated via Faraday pulse in a pickup coil. The Fe-rich composition ($Fe_{79}Si_{11}B_8C_2$) of the microwire with metal radius a =11,5 mkm quite fit the DW creation theory conditions (Fig. 1).

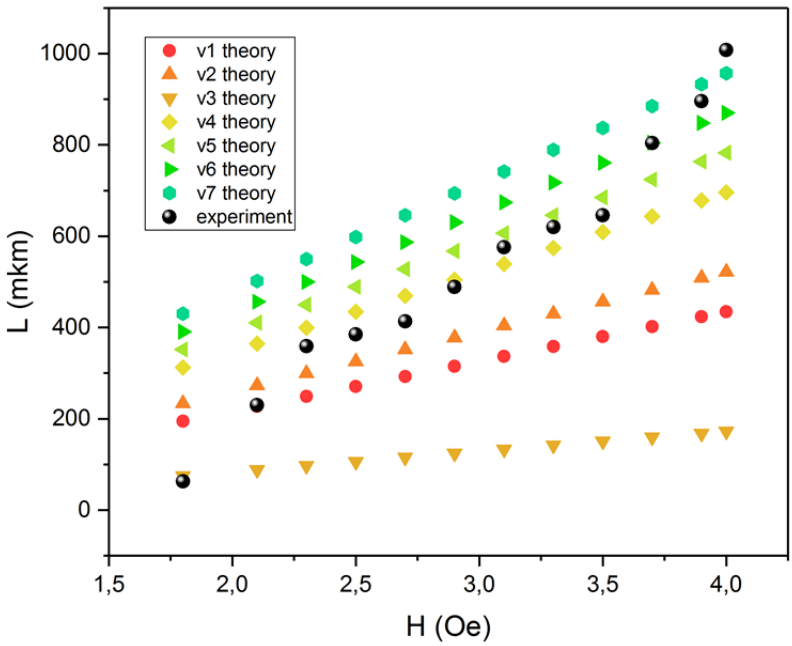


Figure 1. The dependence of the DW length for Fe-based microwire (black - experiment, colorful - theory with different parameter v. The best fit at $v=12{,}8\cdot10^{-20}\ m^3$.

The main result of this note is the derivation of the relation (5) and its comparison with experiment, see Fig.1. From it, besides simple dependence of a DW length L on magnetic field H and estimation of the parameter v as v_4, the critical value $h = 1$ of the field is derived from the condition $h^2 - 1 > 0$ In dimensional form it reads as $H = \frac{4\pi\sqrt{AK}a^2}{vM_x}$.

References:

1. A. Aharoni, Introduction to the Theory of Ferromagnetism, Clarendon Press, Oxford, 1996, p. 192.
2. J.M.D. Coey, Magnetism and magnetic materials. Cambridge. 2009.
3. A. Zhukov, M. Vazquez, J. Velazquez, A. Hernando, V. Larin// J. Magn. Magn. Mater. 170 (1997) 323.
4. A. Jimenez, R. P. del Real, and M. Vazquez. // Eur. Phys. J. B (2013) 86: 113 Controlling depinning and propagation of single domain-walls in magnetic microwires.
5. V. Rodioniova et al., The defects influence on domain wall propagation in bistable glass-coated microwires. // Physica B407 (2012) 1446 – 1449
6. M. Vereshchagin, I. Baraban, S. Leble, V. Rodionova. Structure of head-to-head domain wall in cylindrical amorphous ferromagnetic microwire and a method of anisotropy coefficient estimation// Journal of Magnetism and Magnetic Materials Volume 504, 15 June 2020, 166646
7. S. Leble and V. Rodionova, A domain wall creation paradigm: Realization for amorphous Fe-based microwires//AIP Advances 11, 025240 (2021); https://doi.org/10.1063/9.0000244

УДК 537.624

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ МАГНИТНЫХ ДОМЕНОВ В УПОРЯДОЧЕННЫХ ДВУМЕРНЫХ МАССИВАХ ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

Лисовский Ф.В.
д.ф-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН

Мансветова Е.Г.
к.ф-м.н., старший научный сотрудник, Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники РАН

Николаева Е.П.
к.ф-м.н., старший преподаватель, физический факультет Московского государственного университета

Николаев А.В.
к.ф-м.н., электроник, физический факультет Московского государственного университета

Аннотация. *Обсуждены особенности динамики цилиндрических магнитных доменов в упорядоченных двумерных массивах при импульсном возбуждении. Для описания наблюдаемых особенностей предложен новый сценарий, основанный на возможности возвратно-поступательных колебаний горизонтальных блоховских линий.*

Ключевые слова: *цилиндрический магнитный домен, горизонтальная блоховская линия, самоорганизация, эпитаксиальная магнитная пленка*

DYNAMICS FEATURES OF THE CYLINDRICAL MAGNETIC DOMAINS IN ORDERED TWO-DIMENSIONAL ARRAYS UNDER PULSED EXCITATION

Lisovsky F. V.

Doctor of physico-mathematical sciences, professor, chief researcher office, Fryazino branch of the Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences

Mansvetova E. G.

PhD, senior researcher office, Fryazino branch of the Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences

Nikolaeva E. P.
PhD, senior lecturer, Faculty of physics, Moscow State University

Nikolaev A. V.
PhD, electronics engineer, Faculty of physics, Moscow State University

Annotation. *Dynamics features of the cylindrical magnetic domains in ordered two-dimensional arrays under pulse excitation is discussed. To describe the observed features, a new scenario based on the possibility of reciprocating oscillations of the horizontal bloch lines is proposed.*

Keywords: *cylindrical magnetic domain, horizontal bloch line, self-organization, epitaxial magnetic film*

В конце прошлого века в пленках магнитных гранатов был обнаружен специфический процесс самоорганизации доменных структур (ДС) при ударном возбуждении монополярными импульсами поля подмагничивания, когда в процессе упорядочения формируются квазидвумерные решетки вытянутых (гантелевидных или эллиптических) ЦМД или решетки вытянутых и круглых ЦМД, характеризующиеся изменением положения большой оси вытянутых доменов на определенный угол под дейсгвием каждого импульса магнитного поля [1-4].

Образующиеся в процессе самоорганизации регулярные ДС, для характеристики симметрии которых можно использовать терминологию двумерных пространственных групп, обладают статической устойчивостью, т.е. не разрушаются после выключения импульсного магнитного поля. Для создания структур рассматриваемого типа оптимальным является использование периодических последовательностей импульсов (специальной формы) с периодом повторения, значительно превышающим длительность импульсов, и с амплитудой напряженности магнитного поля, много большей напряженности поля коллапса. Изменения ДС носят циклический характер, то есть вид структур тождественно повторяется после воздействия двух возбуждающих импульсов.

Описанные далее результаты экспериментов (см [1-4]) относятся к тонкой (~ 8 мкм) эпитаксиальной пленке магнитного граната $(YBi)_3(FeGa)_5O_{12}$ на подложке из $Gd_3Ga_5O_{12}$ ориентации (111), имеющей период лабиринтной ДС 54,3 мкм, поле коллапса ЦМД 18,6 Э, намагниченность насыщения 5 Гс, фактор качества материала 100. Пленка помещалась в поле подмагничивания, ориентированное параллельно нормали к поверхности; импульсное магнитное поле Н того же направления создавалось плоской 10-витковой катушкой с внутренним диаметром 1 мм. Фотографии некоторых из наблюдаемых ДС в статике (в отсутствие внешних воздействий) и в динамике (в присутствии последовательности импульсов магнитного поля) и динамических (ряд 3), приведены на рис.1.

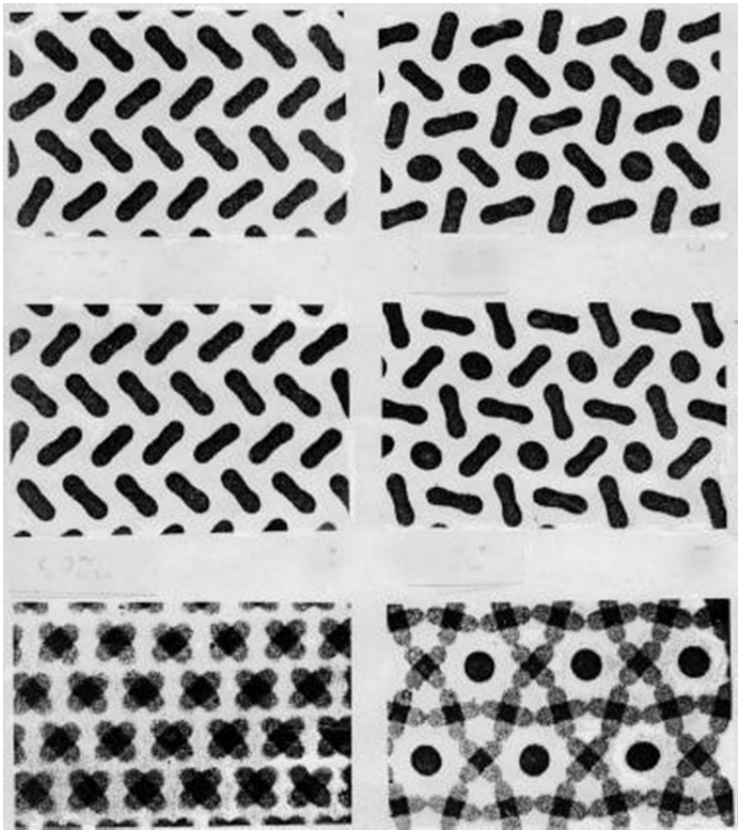


Рис. 1.Фотографии упорядоченных статических (ряды 1, 2) и динамических (ряд 3) ДС, принадлежащих к прямоугольному (левая колонка) и гексагональному (правая колонка) классам симметрии.

Удивительной особенностью описываемого процесса самоорганизации является свойство формирующихся при упорядочении вытянутых (гантелевидных или эллиптических) ЦМД изменять положение большой оси на определенный угол под действием каждого импульса магнитного поля [1-4]. Чтобы наглядно проиллюстрировать это свойство, на рис 1 в двух верхних рядах приведены парные фотографии ДС, которые переводятся друг в друга при изменении положения больших осей всех вытянутых доменов на угол, близкий к 90^{o}. Этот случай, соответствующий идеально упорядоченной решетке, реализуется в том случае, когда плотность размещения доменов невелика, то есть расстояние между центрами соседних вытянутых доменов примерно равно длине большой оси. С ростом плотности размещения доменов угол поворота осей стремится к нулю и наблюдается только попеременное увеличение и уменьшение длины больших осей соседних рядах (см. рис.2), а с уменьшением плотности потеряется упорядоченность решетки [1-4].

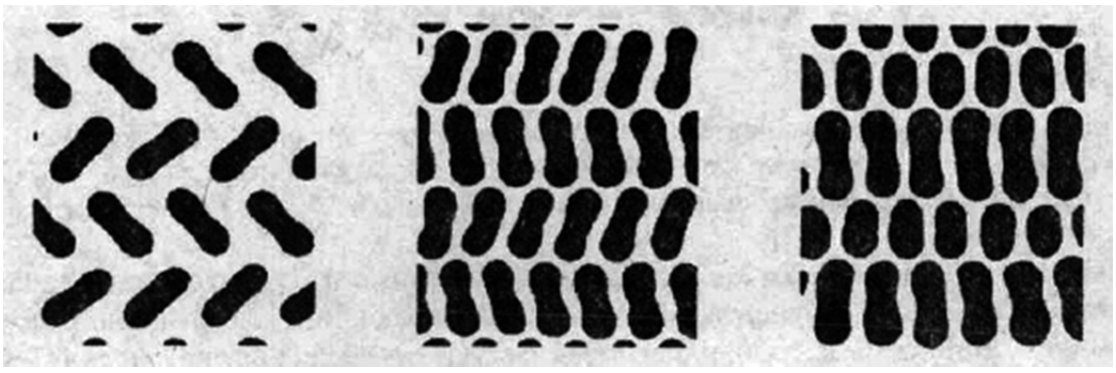


Рис. 2. Влияние плотности доменов в прямоугольной решетке на изменение положения большой оси ЦМД под действием каждого импульса магнитного поля.

Выполненные ранее многочисленные теоретические и экспериментальные исследования динамики (ЦМД) в пленках магнитных гранатов показали, что в общем случае для адекватной интерпретации полученных результатов необходимо учитывать возможность изменения структуры доменных границ в процессе их движения (см. напр. [5,6]). В частности, такое изменение наблюдается при скорости трансляционного движения ДГ, превышающей некоторое пороговое значение [5]. В запороговой области в двух точках поверхности домена на переднем и заднем крае соответственно вблизи нижнего и верхнего торцов зарождаются горизонтальные блоховские линии (БЛ), которые затем перемещаются к противоположным торцам. Дальнейшее поведение горизонтальных БЛ может происходить по различным сценариям (прорыв горизонтальной БЛ на поверхность с образованием двух вертикальных БЛ, накопление горизонтальных БЛ у поверхности с последующей «раскруткой» и др. см. [7]), реализация которых является причиной существования ряда экспериментально наблюдаемых «аномальных» явлений.

К сожалению, ни один из известных к настоящему моменту сценариев не в состоянии объяснить существование описанных выше попеременных колебаний ЦМД вдоль двух направлений. Однако, это удается сделать, допустив существование сценария, основанного на возможности возвратно-поступательных колебаний горизонтальной БЛ под воздействием последовательности импульсов поля подмагничивания, которые должны иметь определенные параметры (длительность импульса, длительности фронта и среза импульса, частоту повторения, амплитуда напряженности магнитного поля импульса). По-видимому, при таком выборе параметров в динамических уравнениях в выражении для плотности сил, действующих на БЛ (и, следовательно, на ЦМД), следует учитывать дополнительный член, пропорциональный векторному произведению скорости горизонтальной БЛ на вектор внешней нормали к поверхности домена в вертикальном сечении, содержащем большую ось домена в горизонтальном сечении. Нетрудно убедиться, что возникающая при этом сила лежит в горизонтальной плоскости и изменяет знак при смене направления движения БЛ.

Список использованных источников:

1. Лисовский Ф. В.,. Мансветова Е. Г. Новые типы динамической самоорганизации магнитного момента. // Письма в ЖЭТФ – 1992 – Т. 55 – С. 34–37.
2. Лисовский Ф. В.,. Мансветова Е. Г., Николаева Е. П., Николаев А. В. Динамическая самоорганизация и симметрия распределений магнитного момента в тонких пленках. // ЖЭТФ – 1993 – Т. 103. – С. 213-233.
3. Лисовский Ф. В.,. Мансветова Е. Г., Николаева Е. П. Переход от самоорганизации к хаосу в двумерных решетках магнитных доменов с границами в форме кривых Кассини. // Письма в ЖЭТФ – 1993 – Т. 57. – С. 580-583.
4. Лисовский Ф. В.,. Мансветова Е. Г., Пак Ч. М. Сценарии упорядочения и структура самоорганизующихся двумерных массивов доменов в тонких магнитных пленках. // ЖЭТФ – 1995 – Т. 108. – С. 1031-1051.
5 Малоземов А, Слонзуский Дж.. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. – М.: Мир, 1982. – 382 с.
6. Волков В.В.,. Боков В.А. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках. // ФТТ – 2008 – Т. 50 – С. 193–221.
7. Эшенфельдер.А.,Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. – М.: Мир. 1983. – 496 с.

УДК 537.622.6

НАПРАВЛЕННОЕ ДВИЖЕНИЕ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

Памятных Л.А.

к.ф.-м.н., с.н.с.
зав. лабораторией магнитной доменной структуры (ЛМДС), Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет (ИЕНиМ УрФУ)

Агафонов Л.Ю.

младший научный сотрудник, ЛМДС, ИЕНиМ УрФУ

Памятных С.Е.

Ph.D., научный сотрудник, ЛМДС, ИЕНиМ УрФУ

Лысов М.С.

научный сотрудник, ЛМДС, ИЕНиМ УрФУ

Мехоношин Д.С.

младший научный сотрудник, ЛМДС, ИЕНиМ УрФУ

Шматов Г.А.

к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник, ЛМДС, ИЕНиМ УрФУ

Аннотация. *Исследован дрейф доменных границ в кристаллах ферритов-гранатов в импульсных магнитных полях разной организации в процессе перехода от биполярных импульсных полей к однополярным путем уменьшения частоты следования и амплитуды импульсов одной из полярностей. Установлен ступенчатый характер смещения доменных границ в биполярном импульсном магнитном поле в направлении дрейфа полосовой структуры. Результаты численного моделирования сопоставляются с полученными на эксперименте.*

Ключевые слова: *импульсное магнитное поле, ферриты-гранаты, дрейф доменных границ.*

DIRECTIONAL MOTION OF DOMAIN WALLS IN PULSED MAGNETIC FIELDS

Pamyatnykh L.A.

Ph.D., Senior Researcher
head of Laboratory of magnetic domain structure (LMDS), Institute of Natural Sciences and Mathematics (INSM), Ural Federal University

Agafonov L.Yu.

junior researcher, LMDS, INSM, Ural Federal University

Pamyatnykh S.E.

Ph.D., researcher, LMDS, INSM, Ural Federal University

Lysov M.S.

researcher, LMDS, INSM, Ural Federal University

Mekhonoshin D.S.

junior researcher, LMDS, INSM, Ural Federal University

Shmatov G.A.

Ph.D., associate professor
Senior Researcher, LMDS, INSM, Ural Federal University

Annotation. *The drift of domain walls in iron garnet crystals in pulsed magnetic fields of different organization in the process of transition from bipolar pulsed fields to unipolar fields by decreasing pulse repetition frequency and amplitude of pulses of one of the polarities is investigated. A stepwise character of displacement of domain walls in bipolar pulsed magnetic fields in the direction of the drift of stripe domain structure is established. Results of numerical simulations are compared with experimental results.*

Keywords: *pulsed magnetic field, iron garnets, drift of domain walls.*

Сообщаются результаты экспериментального исследования и численного моделирования дрейфа доменных границ (ДГ) в импульсных магнитных полях (ИМП) различной организации в тонких пластинах ферритов-гранатов.

Изучение динамического поведения ДГ в импульсных и гармонических магнитных полях имеет важное значение в связи с возможностью создания нового типа запоминающих устройств, основанных на направленном движении ДГ [1]. В работах [2, 3] дрейф ДГ изучался в гармонических магнитных полях. Дрейф ДГ в биполярных ИМП был получен нами в [4], причем в однополярных ИМП дрейф ДГ полосовых доменов не наблюдался.

В данной работе проведены исследования дрейфа ДГ при переходе от биполярных ИМП, в которых наблюдался дрейф полосовой доменной структуры (ДС), к однополярным ИМП, в которых дрейф полосовой ДС не наблюдался, путем уменьшения частоты импульсов одной из полярностей, а также за счет уменьшения амплитуды этих импульсов.

Импульсы магнитного поля, ориентированного перпендикулярно плоскости образца, с амплитудами H_0 до 370 Э подавались с частотой f от 0,05 до 1000 Гц. Динамические доменные структуры визуализировались с помощью магнитооптического эффекта Фарадея и регистрировались с помощью стробоскопической установки на основе импульсного лазера с длиной волны 527 нм и длительностью импульсов 30 нс.

Приводятся результаты, полученные на пластине-(111) толщиной 73 мкм феррита-граната $(GdErTb)_3Fe_5O_{12}$ при температуре $T = 295$ К (намагниченность насыщения $M_s = 38$ Гс, константа кубической анизотропии $K_1 = -3{,}4\cdot10^3$ эрг/см^3, константа одноосной анизотропии $K_u = 5.5\cdot10^3$ эрг/см^3).

Направленное движение ДГ полосовых доменов наблюдается в биполярных ИМП (рис. 1а). В однополярных ИМП дрейф полосовых доменов не наблюдается, а имеет место разрушение полосовой ДС, формирование решеток ЦМД противоположной полярности и последующий дрейф решеток ЦМД (рис. 1б, в).

Отклик системы полосовых доменов при переходе от биполярного ИМП к однополярному исследован с применением двух экспериментальных схем. В первой схеме переход осуществлялся путем уменьшения частоты импульсов одной из полярностей, импульсы подавались повторяющимися сериями из N импульсов, где N-1 последовательный импульс имел положительную полярность, а один импульс имел обратную (отрицательную) полярность (врезка на рис. 2а). Амплитуда обратного импульса H_{inv} совпадала с H_0 – амплитудой

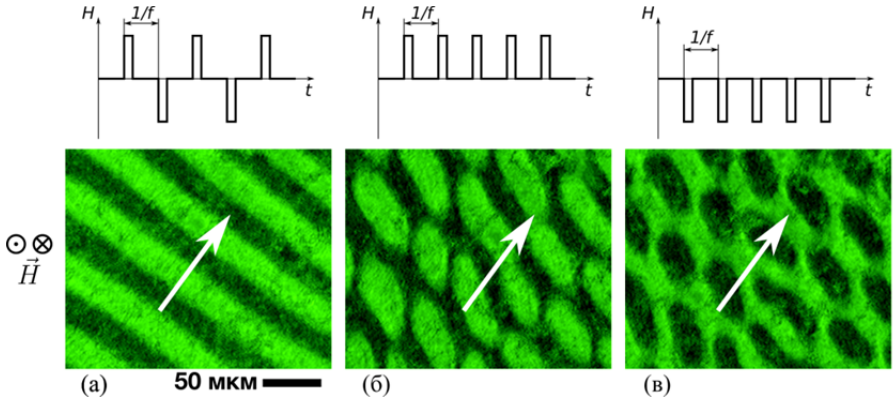


Рис. 1. (а) Дрейф полосовых доменов в биполярном импульсном поле (H_0 = 250 Э); б) дрейф ЦМД в однополярном импульсном поле (положительной полярности H_0 = 340 Э); в) дрейф ЦМД в однополярном импульсном поле (отрицательной полярности H_0 = 340 Э). Частота следования импульсов поля f = 400 Гц. Стрелки показывают направление дрейфа доменов.

импульсов в положительном направлении: $H_{inv} = H_0$. Из рис.2а видно, что скорость дрейфа растет с уменьшением числа импульсов в серии N и максимальна при $N = 2$.

Во второй схеме амплитуда обратного импульса H_{inv} варьировалась от 0 до амплитуды импульсов поля положительной полярности H_0 при фиксированной частоте следования импульсов. Схемы серий импульсов для N = 2, 5, 20 приведены на рис. 2б. На рис. 2в приведены зависимости скорости дрейфа при H_0 = 305 Э и частоте следования импульсов f = 200 Гц в зависимости от отношения амплитуды обратного импульса к амплитуде импульсов положительной полярности H_{inv} / H_0. Видно, что амплитуда обратного импульса, требующегося для начала дрейфа, тем выше, чем реже подается этот импульс; скорость дрейфа возрастает при увеличении амплитуды обратного импульса при фиксированном значении амплитуды импульсов положительной полярности H_0. При фиксированном отношении H_{inv} / H_0 скорость дрейфа растет с ростом частоты обратных импульсов и максимальна при $N = 2$.

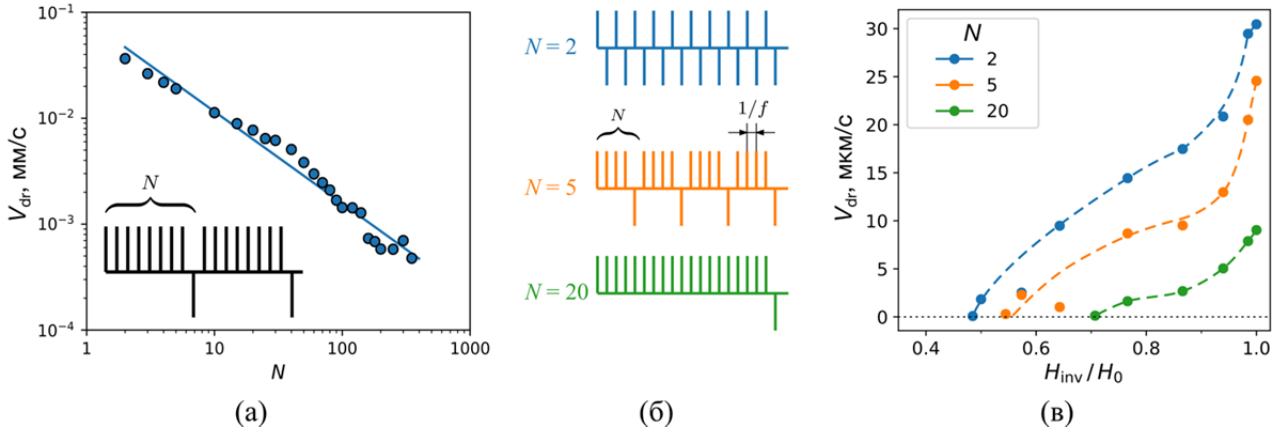


Рис. 2. (а) Зависимость скорости дрейфа V_{dr} от числа импульсов N в серии при $H_{inv} = H_0$ = 300 Э, частота следования импульсов поля f = 200 Гц. (б) Схемы серий импульсов при значениях N = 2, 5, 20. (в) Зависимости скорости дрейфа V_{dr} от отношения H_{inv} / H_0 для серий импульсов при N = 2, 5, 20 (H_0 = 305 Э, f = 200 Гц).

На рис. 3 приведены зависимости от времени координат положений равновесия, к которым возвращаются доменные границы, после воздействия на них импульса поля. На рис.3 видно, что смещения положений равновесия ДГ в биполярном импульсном поле в сторону дрейфа ДГ носят достаточно регулярный ступенчатый характер. В то же время в однополярном поле смещения положений равновесия ДГ не наблюдается: ДГ остаются в окрестности своего первоначального положения.

Численное моделирование движения ДГ проведено в рамках модели связанных гармонических осцилляторов с учетом анизотропии параметра затухания по направлению

[3]. Результаты численного моделирования иллюстрирует схема на рис. 4, на которой показано движение ДГ в биполярном импульсном магнитном поле с чередующимися разнополярными импульсами (случай $N = 2$, $H_{inv} = H_0$). Положения равновесия, к которым возвращаются ДГ в модели после воздействия разнополярных импульсов поля, всякий раз сдвигаются на фиксированную величину (Δx) в направлении дрейфа ДГ независимо от полярности импульса поля, что соответствует экспериментально наблюдаемому поведению ДГ (рис. 3).

Таким образом, установлены условия возникновения дрейфа ДГ в зависимости от частоты следования и амплитуды импульсов поля обратной полярности. Получены зависимости скорости дрейфа ДГ от параметров приложенных импульсных магнитных полей.

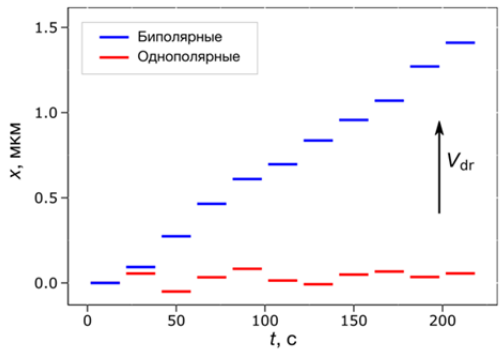


Рис. 3. Зависимости от времени координат положений равновесия ДГ после воздействия импульса поля. Синие отрезки – положения ДГ после воздействия биполярных импульсов ($N = 2$, $H_{inv} = H_0 = 220$ Э). Красные отрезки - положения ДГ после воздействия однополярных импульсов. Частота следования импульсов $f = 0{,}05$ Гц, длительность импульса прямоугольной формы – 10 мс.

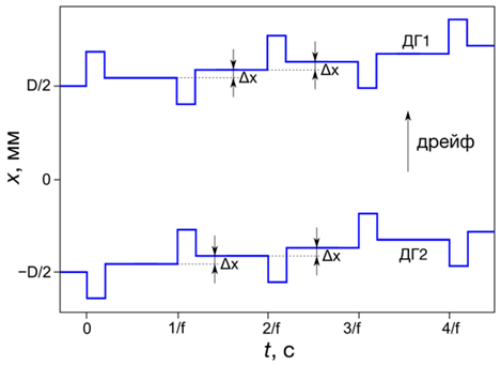


Рис. 4. Схема движения ДГ в биполярном импульсном магнитном поле (результаты численного моделирования). Кривые ДГ1 и ДГ2 соответствуют положениям соседних ДГ в моменты времени t, период структуры - 2D, f – частота следования импульсов поля. Стрелкой указано направление дрейфа ДГ.

Установлено, что дрейф ДГ в биполярном импульсном магнитном поле происходит путем смещения положений равновесия, к которым ДГ возвращаются после воздействия импульсов поля. Смещение ДГ в направлении дрейфа носит ступенчатый характер: после каждого импульса биполярного поля имеет место сдвиг положения равновесия в направлении дрейфа независимо от полярности импульса поля.

В результате численного моделирования движения ДГ в импульсных магнитных полях получена схема движения доменных границ путем смещения положений равновесия ДГ в направлении дрейфа, согласующаяся с наблюдаемым экспериментально движением ДГ.

Работа выполнена в рамках государственного задания министерства науки и высшего образования Российской Федерации FEUZ -2020-0051.

Список использованных источников:

1. Parkin S. S. P., Hayashi M., Thomas L. Magnetic domain-wall racetrack memory // Science. – 2008. – Vol. 320. – №. 5873. – P. 190–194.

2. Pamyatnykh L. A. et al. Motion and interaction of magnetic dislocations in alternating magnetic field // Scientific reports. – 2017. – Vol. 7. – №. 1. – P. 1–11.

3. Памятных Л. А. и др. Асимметричность колебаний доменных границ в гармоническом и импульсном магнитных полях в кристаллах ферритов-гранатов с дрейфом полосовой доменной структуры // Физика твердого тела. – 2019. – Т. 61. – №. 3. – С. 483–492.

4. Pamyatnykh L. A. et al. Unidirectional motion of magnetic domain walls: the experiment and numerical simulation // Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2019. – Vol. 1389. – №. 1. – P. 012001.

УДК 537.621

ОСОБЕННОСТИ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПЕДАНСА В ПЛАНАРНЫХ СТРУКТУРАХ С РАДИАЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТОКА

Перов Н.С.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой магнетизма, Физический Факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Алехина Ю.А.

аспирант, младший научный сотрудник, кафедра магнетизма, Физический Факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Бузников Н.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, ВНИИГаз

Шендрикова Л.А.

магистрант, кафедра магнетизма, Физический Факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Явление магнитного импеданса широко изучается в структурах с линейным распределением тока. В настоящей работе рассматривается планарная структура из магнитномягкого материала с радиальным распределением тока, демонстрирующая эффект магнитного импеданса. Структура исследована как теоретически, так и экспериментально. Обнаружено резонансное поведение частотной зависимости импеданса структуры. Теоретические оценки были качественно подтверждены экспериментальными результатами для модельных образцов.*

Ключевые слова: *Магнитномягкие материалы, импеданс, магнитная проницаемость, распределение электрического тока*

FEATURES OF THE FREQUENCY DEPENDENCE OF THE IMPEDANCE IN PLANAR STRUCTURES WITH A RADIAL CURRENT DISTRIBUTION

Perov N.S.

Dr. Sc. Professor, Head of the Magnetism department, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Alekhina Iu.A.

Post-graduate student, junior researcher, Magnetism department, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Buznikov N.A.

Dr. Sc. Leader researcher *Gazprom VNIIGAZ*

Shendrikova L.A.

Master student, Magnetism department, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The phenomenon of magnetic impedance is thoroughly investigated in structures with a linear current distribution. In this paper, we consider a planar structure made of a soft*

magnetic material with a radial current distribution, demonstrating the magnetic impedance effect. The structure was considered both theoretically and experimentally. Resonant behavior of the impedance frequency dependence were detected for the structure. The theoretical estimations were qualitatively confirmed by the experimental results for the model samples.

Keywords: *Soft magnetic materials, impedance, magnetic permeability, electric current distribution*

В последние десятилетия большое количество работ посвящено исследованию гигантского магнитного импеданса (ГМИ) в магнитномягких сплавах. Как известно, эффект магнитного импеданса – зависимость полного электрического сопротивления от величины внешнего магнитного поля – связан с полевой зависимостью перпендикулярной направлению пропускаемого тока компоненты магнитной проницаемости [1]. Использование магнитномягких материалов с большими значениями магнитной проницаемости позволяет получить многократное увеличение импеданса при приложении внешнего магнитного поля. В частности, большое внимание исследователей приковано к аморфным ферромагнитным лентам и проводам, демонстрирующим значения магнитоимпедасного эффекта в несколько сотен процентов [2].

В настоящее время основное внимание уделяется структурам с линейным распределением тока. Тем не менее, изменение геометрии структуры может позволить также модифицировать частотные и полевые зависимости импеданса. В частности, интерес представляют планарные структуры, состоящие из соединенных по периметру проводящих дисков из магнитномягкого материала, разделенных в центре слоем диэлектрика (Рисунок 1).

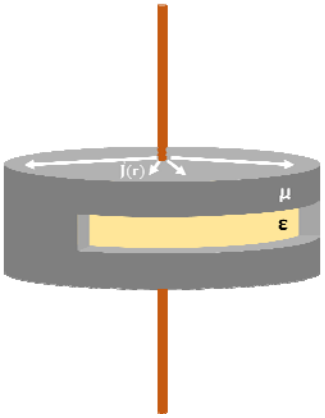


Рис. 1. Схематическое изображение планарной структуры с радиальным распределением возбуждающего тока

В подобных структурах поверхностное распределение плотности электрического тока за счет сравнительно большой площади структуры позволяет значительно снизить величину создаваемого током поля и, следовательно, увеличить значение магнитной проницаемости. Такая геометрия структуры позволяет компенсировать вызванное скин-эффектом уменьшение эффективного объема в линейных проводниках за счет снижения плотности электрического тока и, следовательно, модифицировать частотную зависимость импеданса структуры. Более того, появление емкостной компоненты импеданса в комбинации с индуктивной и резистивной компонентами обеспечивает резонансное изменение импеданса с частотой. Изучению такого типа структур и посвящена данная работа.

Для теоретического описания импеданса системы необходимо получить распределение электромагнитного поля в одном из дисков системы. Для удобства расчета уравнения Максвелла записываются в цилиндрической системе координат. Граничные условия представляют собой ограничения радиальной и аксиальной компонент

электрического поля на поверхностях диска. Также учитывается независимость электрического поля от азимутальной координаты в силу симметрии системы. Компоненты электрического и магнитного поля, получаемые при решении системы уравнений Максвелла, зависят от радиальной координаты как функции Бесселя 0-го и 1-го порядка.

Система из двух дисков рассматривается как колебательный контур. Используя правило Кирхгофа, можно получить выражение для импеданса структуры. Вид функции Z(ω) свидетельствует о его резонансном поведении Графики зависимости импеданса системы от частоты при различных толщинах диэлектрической прослойки приведены на Рисунке 2.

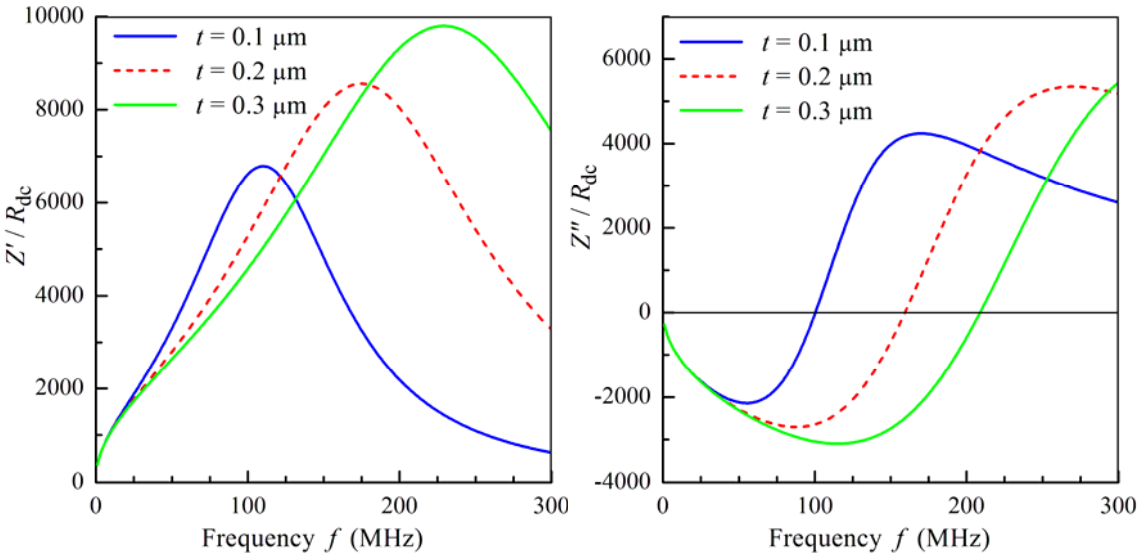


Рис. 2. Рассчитанные частотные зависимости действительной и мнимой частей импеданса системы при различных толщинах диэлектрической прослойки.

Резонансная частотная зависимость импеданса позволяет получить величины ГМИ, многократно превышающие характерные для аморфных сплавов значения. Увеличение толщины диэлектрической прослойки приводит к смещению резонансной частоты в область более высоких частот и увеличению относительного изменения импеданса системы.

Экспериментальная проверка полученных результатов была проведена на модельных образцах из сплава 71КНСР диаметром 20 мм. Экспериментальные результаты также демонстрируют резонансное поведение частотной зависимости импеданса, что качественно согласуется с теоретическими результатами.

Список использованных источников:

1. Panina L V, Mohri K, Bushida K, M.Noda. Giant magneto-impedance and magneto-inductive effects in amorphous alloys // J. Appl. Phys. – 1998. - Vol.76, No.10. - pp.6198–6203.

2. Zhukov A., Ipatov M., Churyukanova M., Talaat A., Blanco J.M., Zhukova V. Trends in optimization of giant magnetoimpedance effect in amorphous and nanocrystalline materials // Journal of Alloys and Compounds. – 2017. - Vol.727. - pp.887-901.

УДК 537.611.44

УЛУЧШЕНИЕ МАГНИТНОГО УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ АНИЗОТРОПНОГО ГЕЙЗЕНБЕРГОВСКОГО ФЕРРОМАГНЕТИКА ПРИ ВЫСОКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Котельникова О.А.

к.ф.-м.н, доцент кафедры магнетизма, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Морозов В.Г.

д.ф.-м.н, профессор кафедры наноэлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Рудой Ю.Г.

д.ф.-м.н, профессор Института физических исследований и технологий ФМИЕН РУДН

Аннотация. Работа посвящена обсуждению критических свойств анизотропных ферромагнетиков в модели Гейзенберга в области высоких температур. В рамках обобщенного приближения случайных фаз получена фазовая диаграмма на плоскости температура – внешнее магнитное поле и найдена зависимость критических точек по температуре и внешнему магнитному полю от параметров анизотропии. Указано отличие результатов от приближения молекулярного поля и отмечена возможность использования найденных результатов при анализе статической части уравнений, описывающих динамику магнитного момента ферромагнетика.

Ключевые слова: *сверхбыстрая магнитная динамика, анизотропный магнетик, точка Кюри*

IMPROVEMENT OF THE MAGNETIC STATE EQUATION FOR THE ANISOTROPIC HEISENBERG FERROMAGNET AT ELEVATED TEMPERATURES

Kotelnikova O.A

PhD Docent, Department of magnetism, Physical Faculty, Moscow Lomonosov State University

Morozov V.G.

Dr. Prof., Department of nanoelectronics, Russian Technological University (MIREA)

Rudoy Yu. G.

Dr. Prof., Institute of physical investigation and technologies, Peoples Friendship University of Russia (RUDN)

Annotation. *The paper is devoted to discussion of critical properties of the anisotropic ferromagnetic in Heisenberg model in the region of elevated temperature in the presence of the external constant magnetic field. In the scope of the generalized random phase approximation the phase diagram in variables of external magnetic field and temperature is considered as well as the dependence of the critical points upon the anisotropy parameter in the "easy axis" case. The*

distinction between the present approximation and the molecular field approximation is considered and it is pointed out that the results obtained in this paper may be used for the discussion of the static part of relaxation coefficients describing laser-induced ultrafast dynamics of the magnetic moments.

Keywords: *laser induced dynamics, anisotropic ferromagnetic, critical properties.*

В последние годы в экспериментальных и теоретических исследованиях по магнетизму получила значительное развитие тематика, связанная со сверхбыстрой (пико- и фемтосекундной) динамикой магнитных моментов в магнитоупорядоченных средах (см., например, обзоры [1,2]). Экспериментальной основой изучения данного круга явлений является последовательность сверхкоротких мощных импульсов лазерного излучения в рентгеновском диапазоне. Теоретической основой описания возникающих при этом сильно неравновесных явлений в магнитной системе служит, как правило, уравнение Ландау – Лифшица – Блоха, учитывающее релаксацию не только поперечной $\perp$, но и продольной $\parallel$ составляющих магнитного момента магнетика (см., например, [3,4]).

Существенно, что в соответствующие коэффициенты релаксации $\Gamma^{\perp}$ и $\Gamma^{\parallel}$ входят величины, определяемые статическим (равновесным) уравнением магнитного состояния магнетика $\sigma(T,\vec{H})$, где σ – удельная намагниченность магнетика, T – температура термостата, $\vec{H}$ – внешнее магнитное поле; в более общем случае следует рассматривать намагниченности каждой из подрешеток многоподрешеточного магнетика. Далее для количественного описания указанных экспериментов в качестве уравнения магнитного состояния практически во всех работах [1-4] используется самое простое уравнение в приближении молекулярного поля (ПМП), причем магнетик предполагается однородным и изотропным.

В данной работе предлагается выход за рамки ПМП, а именно обобщенное приближение случайных фаз (ПСФ), позволяющее получить следующие уточнения уравнения магнитного состояния магнетика: 1) учесть квантовую природу спиновых магнитных моментов для конечных значений спинов S; 2) найти более реалистичные, а именно более низкие по сравнению с ПМП значения для критических точек магнетика; 3) учесть наличие магнитной анизотропии и возможность неколлинеарных конфигураций, при которых ось квантования намагниченности ориентирована под углом к внешнему магнитному полю.

Предлагаемое обобщение строится на основе микроскопического подхода со спиновым гамильтонианом, описывающим анизотропную модель Гейзенберга (для простоты со спином S=1/2) в произвольно ориентированном однородном внешнем магнитном поле

$$H(\xi,\eta) = -g\mu_B \sum_f \left(\vec{H}\cdot\vec{S}_f\right) - \frac{1}{2}\sum_{f,f'} I_{ff'}\left(\xi S_f^x S_{f'}^x + \eta S_f^y S_{f'}^y + S_f^z S_{f'}^z\right),$$

где S_f - спиновые операторы в узлах f кристаллической решетки, $I_{ff'}>0$ - обменные интегралы (вообще говоря, с произвольным числом z взаимодействующих спинов), безразмерные константы ξ и η ($-\eta \le \xi \le \eta$, $0 \le \eta \le 1$) характеризуют обменную анизотропию. Обычно интерес представляют два частных случая: 1) «легкая ось» $0 \le \xi = \eta \le 1$; предельный случай подобной анизотропии $\xi = \eta = 0$ соответствует модели Изинга, и 2) «легкая плоскость» $-1 \le \xi \le 1, \eta = 1$; в данной работе мы ограничимся случаем 1 (заметим, что предел ξ=η=1 в обоих случаях дает переход к изотропной модели магнетика).

Наиболее интересна ситуация одноосно анизотропного магнетика при наличии не только продольного $H^{\parallel}$, но и поперечного внешнего поля $H^{\perp}$ (этот случай не рассматривался в работах [3,4]). Тогда в основном состоянии магнетика при T=0 вектор намагниченности направлен под углом $0\le\varphi\le\pi/2$ к легкой оси, причем значение $\varphi=\pi/2$ соответствует спин-флоп переходу и определяет критическое поле $H_{cr}(0)=J(0)(1-\xi)/2g\mu_B$, $J(0)=Iz$, $I>0$ – обменный интеграл в приближении ближайших соседей. При отличной от нуля температуре угол φ находится из условия минимума свободной энергии, причем критическое поле также перенормируется с температурой $H_{cr}(T)$; соответствующая кривая в переменных ($H^{\perp}$, T) определяет фазовую границу спин-флоп фазы.

В предлагаемом приближении ПСФ перенормировка критического поля определяется величиной намагниченности $\sigma(T, H^{\perp})$, так что $H^{\perp}_{cr}(T)=2\sigma(T, H^{\perp})H^{\perp}_{cr}(0)$. В свою очередь, это позволяет ввести представление об обобщенной критической температуре $T_{cr}(H^{\perp})$ посредством условия $\varphi(H^{\perp}, T_{cr})=\pi/2$, определяющего фазовую границу спин-флоп фазы.

Условия проведения экспериментов по сверхбыстрой динамике магнетиков [1-4] при высоких температурах соответствуют малым относительным значениям внешнего поля $x\ll1$, где $x=H^{\perp}/H^{\perp}_{cr}(0)$; удобно также ввести относительную температуру $\theta=T/T_C^{\mathrm{MFA}}$, где $T_C^{\mathrm{MFA}}=J(0)/4k_B$ − точка Кюри в ПМП для изотропного магнетика, множитель $\gamma_{\vec{k}}=J(\vec{k})/J(0)=(1/z)\sum\exp(i\vec{k}\cdot\vec{\delta})$ -- решеточная сумма (суммирование идет по z векторам ближайших соседей **δ);** для произвольного спина S множитель ¼ переходит в $(1/3)S(S+1)$.

Зависимость $\theta_{cr}(x)$ можно найти из неявного условия $x=2\sigma(x,\theta_{cr})$, использующего уравнение для намагниченности, которое равносильно следующему выражению:

$$\frac{1}{x}=\frac{1}{N}\sum_{\vec{k}}\frac{1-(1/2)(1+\xi)\gamma_{\vec{k}}}{\Lambda_{\vec{k}}(\xi)}\coth\left[\frac{x\Lambda_{\vec{k}}(\xi)}{\theta_{cr}(x)}\right],$$

где $\Lambda_{\vec{k}}(\eta)=\left[(1-\gamma_{\vec{k}})(1-\eta\gamma_{\vec{k}})\right]^{1/2}$, что дает для области значений $x\ll1$

$$\theta_{cr}(x)\approx\theta_{cr}(0)-(1/3)[x^2/\theta_{cr}(0)],\qquad \theta_{cr}^{-1}(0)=\frac{1}{N}\sum_{\vec{k}}\frac{1-(1/2)(1+\xi)\gamma_{\vec{k}}}{(1-\gamma_{\vec{k}})(1-\xi\gamma_{\vec{k}})}.$$

Выражение для анизотропной точки Кюри имеет вид

$$\theta_C^{-1}(\xi,\xi)=\frac{1}{N}\sum_{\vec{k}}\frac{1}{1-\xi\gamma_{\vec{k}}}=\xi^{-1}F(\xi^{-1}),\qquad F(\alpha)=\frac{1}{N}\sum_{\vec{k}}(\alpha-\gamma_{\vec{k}})^{-1},\quad \alpha\ge1,$$

причем $F(\alpha)\approx F(1)-A(\alpha-1)^{1/2}$, $A=O(1)$. Заметим, что для более общего случая, когда $\xi\ne\eta$, выражение для точки Кюри имеет вид ([5], Дополнение, гл.2):

$$\theta_C^{-1}(\xi,\eta)=\frac{1}{N}\sum_{\vec{k}}\frac{1-(1/2)(\xi+\eta)\gamma_{\vec{k}}}{(1-\xi\gamma_{\vec{k}})(1-\eta\gamma_{\vec{k}})},$$

причем всегда $\theta_C\le1$; в частности, $\theta_C(1,1)=F^{-1}(1)$ при $\xi=1$, поскольку интеграл Ватсона $F(1)>1$, $F(1)\approx1.5,1.4,1.3.$ соответственно для ПК, ОЦК и ГЦК решеток с $z=6,8,12$. Аналогично, имеет место неравенство $\theta_{cr}(0)\le\theta_C(\xi,\xi)$ благодаря условиям $\xi\le1$ и $|\gamma_{\vec{k}}|\le1$, причем $\theta_{cr}(0)=\theta_C$ только в изотропном случае. Несовпадение этих значений обусловлено различным характером соответствующих фазовых переходов в продольном и поперечном внешнем магнитном поле относительно легкой оси (в пределе нулевого поля). Заметим, что в пределе $z\to\infty$, $I\to0$, $J(0)=\mathrm{const}$ γ_k переходит в символ Кронекера Δ_{k0}, а выражение для θ_C – в результат ПМП.

Представленные выше результаты получены на основе микроскопического гамильтониана (1) методом уравнений движения для двухвременных температурных функций Грина (см.[5]) в формулировке, предложенной Церковниковым [6] с дифференцированием по двум временам. Для расцепления цепочки уравнений используется обобщенное приближение случайных фаз, впервые предложенное Тябликовым [5] и состоящее в замене оператора магнитного момента его средним значением. Как известно, в приближении молекулярного поля подобная замена производится на стадии самого гамильтониана, что существенно уменьшает точность приближения.

Авторы выражают надежду, что представленные результаты будут полезны при интерпретации данных по сверхбыстрой (пико- и фемтосекундной) динамикой магнитных моментов в магнитоупорядоченных средах в области высоких температур.

Список использованных источников

1. Kirilyuk A., Kimel A.V.. Rasing T. Ultrafast optical manipulation of magnetic order //Rev. Mod. Phys.– 2010 − 82– P. 2731 – 2784.
2. Kirilyuk A., Kimel A.V.. Rasing T. Laser-induced magnetization dynamics and reversal in ferromagnetic alloys // Rep. Progr. Phys. − 2013 − 76 − 026501 (35 P.)
3. Atxitia U., Hinzke D., Novak U. Fundamentals and application of Landau – Lifshitz – Bloch equation //Journal of Phys. − 2016 − D 50 − № 11 – 033003 (28 P,)
4. Atxitia U., Ultrafast magnetic dynamics at elevated temperature and high magnetic fields // Phys. Rev.– 2018 − B98 − 04417 (14 P)
5. Тябликов С.В. Методы квантовой теории магнетизма (изд. 2) − М.: Наука, 1975 − 527 с.
6. Церковников Ю.А. О расцеплении цепочек уравнений для двухвременных функций Грина //Теор. и мат. физика − 1971 − Т. 7 − С. 250-261.

УДК 538.955

МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНАЯ СИЛОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ГИРОТРОПНОЙ МОДЫ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ВИХРЯ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ ДИСКАХ

Е.В. Скороходов
научный сотрудник ИФМ РАН, Нижний Новгород

Д.А. Татарский
к.ф.-м.н., научный сотрудник ИФМ РАН, Нижний Новгород

ассистент кафедры теоретической физики ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

И.Ю. Пашенькин
младший научный сотрудник ИФМ РАН, Нижний Новгород

В.Л.Миронов
д.ф.м.- н., ведущий научный сотрудник ИФМ РАН, Нижний Новгород

Аннотация. *Методом численного моделирования, экспериментально и аналитически исследовано влияние поля зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на частоту гиротропной моды в магнитном вихре. Продемонстрировано смещение частоты гиротропной моды при изменении расстояния между зондом и образцом, как в область высоких частот, так и в область низких частот в зависимости от взаимной ориентации кора вихря и магнитного момента зонда. Зарегистрировано переключение кора вихря полем зонда МРСМ.*

Ключевые слова: *гиротропная мода колебаний магнитного вихря, магнитно-резонансный силовой микроскоп*

MAGNETIC RESONANCE FORCE SPECTROSCOPY OF THE GYROTROPIC MODE OF MAGNETIC VORTEX OSCILLATIONS IN FERROMAGNETIC DISKS

Skorokhodov E.V.

Researcher IPM RAS, Nizhny Novgorod

Tatarskiy D.A.

Researcher IPM RAS, Nizhny Novgorod

Assistant, Department of Theoretical Physics, Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod

Pashenkin I.Yu.

Researcher IPM RAS, Nizhny Novgorod

MironovV.L.

Leading researcher IPM RAS, Nizhny Novgorod

Annotation. *The influence of the magnetic resonance force microscope probe field on the frequency of the gyrotropic mode in a magnetic vortex is studied experimentally, analytically and by numerical simulation. The frequency shift of the gyrotropic mode is demonstrated when the distance between the probe and the sample changes, both in the high frequency and low frequency regions, depending on the mutual orientation of the vortex core and the magnetic moment of the probe. The switching of the vortex core by the MRSM probe field was registered.*

Keywords:*gyrotropic mode of magnetic vortex oscillations, magnetic resonance force microscope*

Изучение динамики намагниченности в наносистемах с неоднородным распределением намагниченности является актуальным направлением в последние десятилетия [1]. Одним из интересных объектов с неоднородной магнитной структурой является магнитный вихрь. Наиболее просто магнитный вихрь может быть реализован в дисках микронных и субмикронных размеров, изготовленных из тонких ферромагнитных пленок. Особое внимание привлекает низкочастотная мода колебаний намагниченности, связанная с движением кора вихря вокруг состояния равновесия, которую можно возбуждать, в том числе, и спин-поляризованным током, что дает возможность использования данной моды в устройствах электроники (источники СВЧ излучения, элементы памяти и пр.). Для эффективного применения гиротропной моды необходимо иметь возможность управлять ее резонансной частотой. Резонансная частота гиротропной моды определяется геометрическими параметрами ферромагнитного диска, взаимной ориентацией кора вихря и внешнего магнитного поля. Перестройка частоты можно осуществлять также за счет неоднородного магнитного поля, создаваемого зондом магнитно-силового микроскопа.

В данной работе приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований влияние поля зонда магнитно-резонансного силового микроскопа на динамику гиротропной моды в пермаллоевом диске.

Численное моделирование и эксперимент

Массив ферромагнитных дисков был изготовлен методом электронной литографии и ионного травления из пленки NiFe. Параметры пермаллоевых дисков следующие: R = 445 нм, d = 41 нм, M_{Py} = 790 кА/м. Данные значения получены методами рентгеновской рефлектометрии, растровой электронной микроскопии и магнитно-резонансной - спектроскопии.

Изучение гиротропной моды проводилось в магнитно-резонансном силовом микроскопе, созданном в ИФМ РАН на базе серийного СЗМ Solver HV. Параметры зондового датчика (кантилевера) следующие: резонансная частота 6.28 КГц, жесткость зонда 0.003 Н/м. На один кантилевер приклеивалась частица CoSm диаметром 10 мкм, а на пирамиду другого кантилевера осаждалась пленка кобальта толщиной 100 нм. Мощность СВЧ накачки составляла P = -2 Дбм. Зонд располагался над центром зонда.

Численное моделирование динамики намагниченности в диске с вихревым распределением намагниченности проводилось в пакете MuMax3. Наиболее простой моделью магнитного поля, создаваемого зондом МРСМ микроскопа можно считать поле однородно намагниченной сферической частицы. Для оценки дипольного магнитного момента пленки кобальта или частицы SmCo используется выражение $\chi M_{probe} a^3$, где χ характеризует отклонение формы зонда от идеальной сферы, M_{probe} – намагниченность зонда

и *a*– эффективный радиус магнитной сферы. Также были проведены аналитические оценки значения резонансной частоты в поле зонда МРСМ.

Для аналитических и численных расчетов использовались следующие параметры МРСМ зондов. Для зонда, на который напылена пленка кобальта: $\chi = 0.9$, $M_{probe} = 915$ кА/м, $a = 0.6$ мкм. Параметры МРСМ зонда с приклеенной частицей CoSm: $\chi = 1.6$, $M_{probe} = 915$ кА/м, $a = 4.0$мкм. На рис. 1 приведены экспериментальная, аналитическая и численно рассчитанная зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом с пленкой Co и образцом при различных взаимных ориентациях магнитного момента зонда и намагниченности кора магнитного вихря.

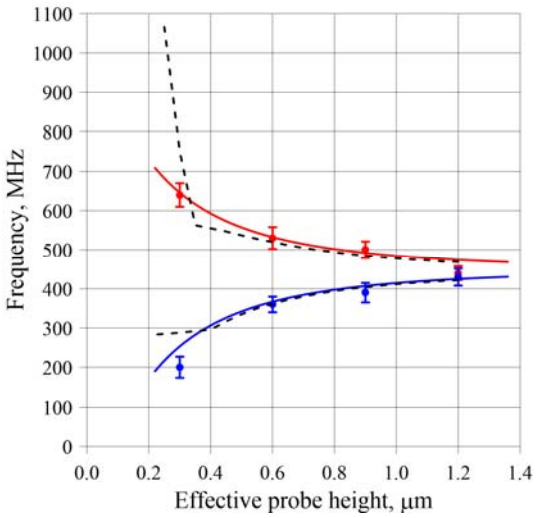


Рис.1. Экспериментальные (кружки), аналитические (сплошные линии) и численно рассчитанные (пунктирные линии) зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом для зонда с пленкой кобальта. Красный цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены. Синий цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря направлены в противоположные стороны.

Из рис. 1 видно, что для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены, резонансная частота гиротропной моды растет при уменьшении расстояния между зондом МРСМ и образцом. Для случая, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря имеют противоположные направления, резонансная частота гиротропной моды уменьшается при уменьшении расстояния между зондом МРСМ и образцом. Различие между экспериментальными данными с одной стороны и численным моделированием и аналитическим расчетом с другой стороны, наблюдается только при расстояниях между зондом и образцом менее 400 нм. При таких расстояниях основное состояние магнитного вихря искажается полем МРСМ зонда. Структура поля зонда МРСМ на таких расстояниях начинает заметно отклоняться от распределения поля диполя и существенную роль начинает играть точность позиционирования МРСМ зонда над центром вихря.

На рис. 2 приведены экспериментальные и аналитические зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом при различных взаимных ориентациях магнитного момента зонда с частицей CoSm и намагниченности кора магнитного вихря.

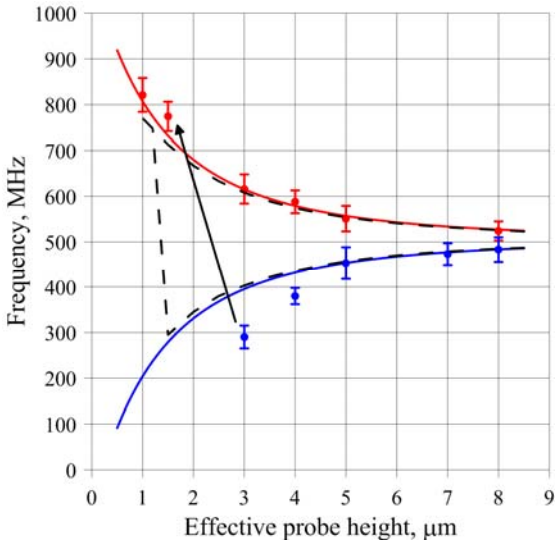


Рис.2. Экспериментальные (кружки), аналитические (сплошные линии) и численно рассчитанные зависимости резонансной частоты гиротропной моды от расстояния между зондом и образцом для зонда с частицей CoSm. Красный цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря сонаправлены. Синий цвет соответствует случаю, когда магнитный момент зонда и намагниченность кора вихря направлены в противоположные стороны.

Как и для зонда с малым магнитным моментом, наблюдается увеличение или уменьшение частоты гиротропной моды в зависимости от взаимной ориентации магнитного момента зонда и кора вихря. Однако при расстоянии между зондом и образцом менее 3 мкм значение резонансной частоты резко возрастает (на рис. 2 отмечено стрелкой), что объясняется перемагничиванием кора вихря. Перемагничивание наблюдается и в численном моделировании. Расхождение между экспериментальными данными и численным моделированием с аналитическим расчетом для небольших расстояний между зондом и образцом может быть объяснено, как и для предыдущего случая, тем, что поле МРСМ зонда на таких расстояниях некорректно считать дипольным и нужно более корректно учитывать высшие мультипольные моменты.

Таким образом, изучено влияние магнитного поля зонда МРСМ на значение резонансной частоты гиротропной моды в магнитном вихре, в зависимости от расстояния между зондом и образцом. Экспериментально продемонстрировано перемагничивание кора вихря полем МРСМ зонда.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ 21-12-00271.

Список использованных источников:

1. Atkinson D., Allwood D. A., Xiong G., Cooke M. D., Faulkner C.C., and Cowburn R. P. Magnetic domain-wall dynamics in a submicrometre ferromagnetic structure // Nat. Mater. – 2003. – V. **2**. – P. 85.

УДК 537.622

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ УПРАВЛЯЮЩЕГО ИМПУЛЬСА МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДИНАМИКУ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Шапаева Т.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник кафедры магнетизма МГУ имени М.В. Ломоносова

Юмагузин А.Р.

к.ф.-м.н., доцент кафедры теоретической физики БГУ

Курбатова Ю.Н.

ведущий электроник кафедры магнетизма МГУ имени М.В. Ломоносова

Вахитов Р.М.

д.ф.-м.н., профессор кафедры теоретической физики БГУ

Аннотация. *В работе рассмотрено влияние параметров управляющего импульса магнитного поля, имеющего форму прямоугольной трапеции, на динамику доменных границ в ферритах-гранатах и ортоферритах. Результаты расчетов сопоставлены с экспериментальными данными, полученными с помощью метода высокоскоростной фотографии. Показано, что в материалах, где скорость движения доменных границ не превышает нескольких сот м/с, длительность переднего фронта управляющего импульса менее 80 нс не оказывает существенного влияния на динамику границы. Если скорость движения границы составляет несколько км/с, длительность переднего фронта более 50 нс приводит к долгому разгону границы до максимальной скорости и сокращает время движения границы с этой скоростью, ограничивая возможности дополнительного управления динамикой границей. Слишком короткий управляющий импульс приводит к аналогичным последствиям. Показано, что слишком большая длительность переднего фронта импульса может привести к снижению величин максимальной скорости движения доменной границы и ее подвижности, которые измерены экспериментально.*

Ключевые слова*: динамика доменных границ, высокоскоростная фотография.*

INFLUENCE OF THE DRIVING PULSE MAGNETIC FIELD PARAMETERS ON THE DOMAIN WALL DYNAMICS

Shapaeva T.B.

Senior Researcher of the Magnetism Department of M.V. Lomonosov Moscow State University

Yumaguzin A.R.

Associate Professor of the Theoretical Physics Department of BSU

Kurbatova Yu.N.

Electronics Engineer of the Magnetism Department of M.V. Lomonosov Moscow State University

Vakhitov R.M.

Professor of the Theoretical Physics Department of BSU

Annotation. *The work is dedicated to the study of the influence of the parameters of the driving pulse magnetic field with the shape of a rectangular trapezoid on the domain walls dynamics in ferrite-garnets and orthoferrites. The calculation results are compared with the experimental data obtained using the high-speed photography method. It is shown that in materials where the domain walls velocity does not exceed several hundred m / s, the duration of the leading edge of the driving pulse less than 80 ns does not significantly affect on the domain wall dynamics. If the domain wall*

velocity is several km / s, the leading-edge duration of more than 50 ns leads to a long acceleration of the domain wall to the maximum velocity and reduces the time of the domain wall motion at this speed, limiting the possibilities of additional control of the domain wall dynamics. Too short a driving pulse of magnetic field has the same effect. It is shown that too long the leading-edge duration of the driving pulse can lead to a decrease in the value of the domain wall maximum velocity and its mobility, which are measured experimentally.
Keywords: *domain wall dynamics, high-speed photography method.*

Известно, что перемагничивание ферромагнетиков в слабых магнитных полях непосредственно связано с движением доменных границ (ДГ). Моделирование динамики ДГ под действием импульсного и градиентного магнитных полей в ортоферритах и сравнение полученных результатов с экспериментальными данными ранее было проведено авторами работы [1]. Цель настоящей работы в рамках продолжения уже начатых исследований изучить влияние параметров управляющего импульса, таких как длительность самого импульса и его переднего фронта, на динамику ДГ в ферритах-гранатах и ортоферритах. Поскольку в указанных материалах скорость движения ДГ может принимать значения от нескольких м/с до 20 км/с, это позволяет обобщить полученные выводы практически на все материалы, в которых изучают движение доменных границ.

Для исследования динамики ДГ в ферритах-гранатах и ортоферритах был использован метод высокоскоростной фотографии [2]. Положение единственной доменной границы фиксировали с помощью градиентного магнитного поля, величина которого составляла от нескольких сот Э/см (в ортоферритах) до нескольких десятков кЭ/см (в ферритах-гранатах). Таким образом, движение ДГ происходит под действием магнитного поля, которое является суперпозицией импульсного и градиентного полей.

Для управления динамикой ДГ используют импульсное магнитное поле, создаваемое соосными катушками, которые размещают на поверхностях образцах [2]. Даже если импульс напряжения, имеет идеальную прямоугольную форму, передний фронт импульса тока, а соответственно, и импульса магнитного поля, будет деформирован из-за индуктивности катушек, величины которых в эксперименте составляли от 0,5 до 1,5 мкГн. В катушки подавали импульс напряжения, имеющий форму прямоугольной трапеции с передним фронтом длительности $t_ф$=20 нс. Изменение амплитуды импульса практически не меняло величину $t_ф$. Импульс напряжения такой формы, приложенный к катушке, приводит к плавному возрастанию тока в цепи. Время нарастания тока до 90 % от максимального значения составляет 46 и 80 нс для катушек с индуктивностью 0,5 и 1,5 мкГн соответственно.

Помимо времени нарастания переднего фронта важной характеристикой управляющего импульса магнитного поля является его длительность. Слишком короткий импульс поля не только ограничивает максимальное смещение ДГ из положения равновесия, но и сокращает время движения границы с постоянной скоростью. Эта скорость является максимальной для данной амплитуды импульса поля H_o. Короткое время движения ДГ с максимальной скоростью, соответствующей определенной величине H_o, ограничивает возможности управления динамикой ДГ с помощью дополнительных импульсов магнитного поля [2] или света [3].

На рис. 1 представлены экспериментальные данные (черные точки) и результаты моделирования смещения ДГ из положения равновесия под действием импульса магнитного поля. В основе моделирования лежит представление о том, что движение ДГ происходит благодаря балансу нескольких сил. Одна из них, вызывающая движение границы, пропорциональна амплитуде импульсного магнитного поля; другая, связанная с градиентным полем, стремится вернуть ДГ в положение равновесия, и еще одна сила, определяющая движение границы – сила трения, ее величина пропорциональна скорости ДГ. Ранее аналогичный подход уже был использован авторами работы [4] для описания динамики ДГ цилиндрических доменов в пленках ферритов-гранатов под действием

постоянного магнитного поля. Скорость движения ДГ в этом случае не превышала нескольких м/с, форму импульса поля детально не рассматривали. В нашем случае ДГ движется со скоростями от нескольких сот м/с до нескольких км/с, поэтому особое внимание уделено параметрам управляющего импульса. Несмотря на то, что указанная выше модель не учитывает изменение внутренней структуры динамической ДГ, и используется нами для описания движения ДГ и в ферритах-гранатах, и в ортоферрите иттрия, где структура доменных границ существенно отличается [5, 6], результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными.

В основе нашего подхода лежит решение задачи Коши:

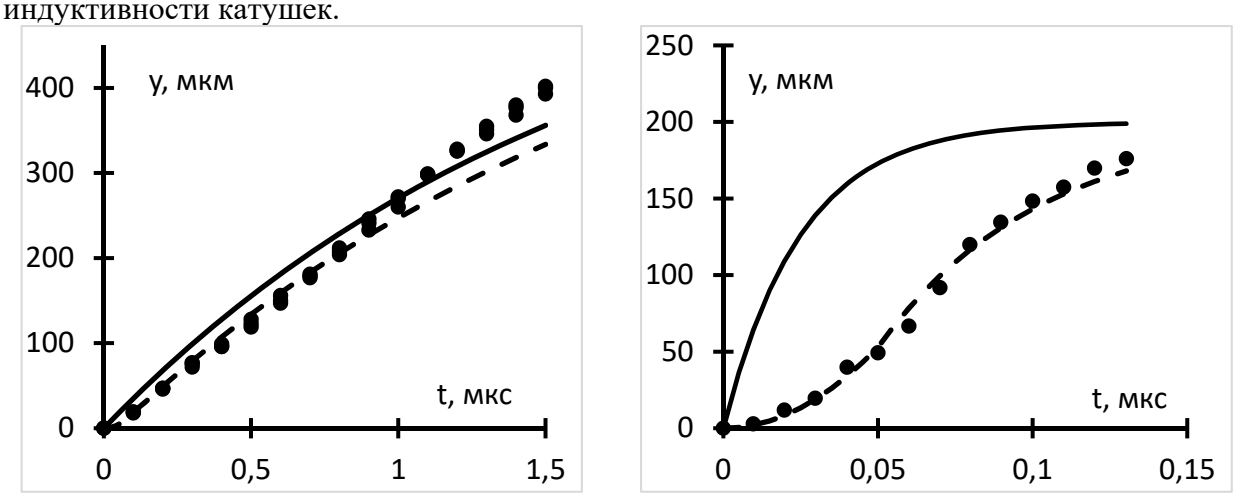
$$\begin{cases} m\ddot{y} = A(H_o - G \cdot y - \beta V) \\ y(t=0) = 0 \\ V(t=0) = 0 \end{cases} \quad (1)$$

здесь m – масса ДГ, A – коэффициент пропорциональности, имеющий размерность Н/Э, H_o – импульсное магнитное поля, G – величина градиентного магнитного поля, β – параметр, характеризующий трение, с размерностью Э·с/м. ДГ начинает свое движение в точке с координатой y=0 и останавливается в точке максимального смещения из положения равновесия y_{max}. Если импульс магнитного поля имеет прямоугольную форму с вертикальным передним фронтом, то смещение ДГ от времени имеет вид:

$$y = \frac{H_o}{G}(1 - e^{-\omega t}) \quad (2)$$

где $\omega = \frac{A\beta + \sqrt{A^2\beta^2 - 4AGm}}{2m}$.

Расчет смещения границы под действием прямоугольного импульса с вертикальным передним фронтом выполнен с использованием уравнения (1), который представлен на Рис.1 сплошной кривой. Параметр ω определяли с помощью метода наименьших квадратов, на основе экспериментальных данных. Смещение границы под действием импульса магнитного поля в форме прямоугольной трапеции с передним фронтом длительности $t_ф$ (пунктирная кривая) вычислено, используя систему (1), с учетом искажения формы импульса из-за индуктивности катушек.



а) б)

Рис. 1. Смещение ДГ под действием импульса магнитного поля с амплитудой H_o: экспериментальные данные – черные точки, результаты моделирования динамики ДГ: под действием прямоугольного импульса, используя уравнение (3) – сплошная кривая; под действием импульса в форме прямоугольной трапеции с длительностью переднего фронта $t_ф$ – пунктирная кривая. (а) феррит-гранат: градиентное магнитное поле G=3,3 кЭ/см, H_o=200 Э, ω=0,6 мкс$^{-1}$, $t_ф$ = 80 нс, скорость движения ДГ 300 м/с. (б) ортоферрит иттрия: градиентное магнитное поле G=300 Э/см, H_o=50 Э, ω=19 мкс$^{-1}$, $t_ф$ = 50 нс, скорость движения ДГ 2 км/с.

На рис.1а представлены результаты для ДГ, движущейся в пленке феррита-граната под действием импульса магнитного поля с амплитудой H_o=200 Э и передним фронтом $t_ф$ =

80 нс. Положение единственной ДГ стабилизировали с помощью градиентного поля G=3,3 кЭ/см. Максимальная скорость движения ДГ была 300 м/с. Э

Результаты вычислений качественно согласуются с экспериментальными данными. Сплошная и пунктирная кривые на рисунке 1а расположены близко друг к другу, это свидетельствует о том, что увеличение переднего фронта импульса до 80 нс не оказывает существенного влияния на уменьшение максимальной скорости движения ДГ, соответствующей данной амплитуде импульса магнитного поля.

На рисунке 1б представлены данные для ДГ, движущейся в пластинке ортоферрита иттрия, вырезанной перпендикулярно оптической оси. Граница движется под действием импульса магнитного поля с амплитудой H_o=50 Э и передним фронтом $t_ф$ = 50 нс, положение единственной ДГ стабилизируют с помощью градиентного поля G=900 Э/см. Максимальная скорость движения ДГ составляет 2 км/с. Результаты моделирования согласуются с экспериментальными данными только в том случае, если учтена форма импульса магнитного поля. Если при фиксированной величине $t_ф$ амплитуда импульса будет увеличена, максимальная скорость движения ДГ также возрастет и влияние длительности переднего фронта будет более заметным. Следовательно, короткий передний фронт управляющего импульса особенно важен в тех материалах, где ДГ движется быстрее, чем 1 км/с.

Расчеты и экспериментальные исследования показали, что при изучении динамики ДГ существенное влияние на получаемые результаты оказывают условия эксперимента такие как, величина градиентного магнитного поля, стабилизирующего начальное положение границы, длительность не только самого импульса магнитного поля, но и его переднего фронта. Последний параметр определяется не только характеристиками импульса напряжения, но и индуктивностью катушек, создающих управляющее магнитное поле.

В тех материалах, где скорость движения ДГ не превышает нескольких сот м/с, длительность переднего фронта импульса магнитного поля до 100 нс не оказывает существенного влияния на динамику ДГ. В материалах, где реализуется высокая скорость движения ДГ (более 1 км/с), величина $t_ф$ порядка 50 нс существенно влияет на динамику ДГ. Чем больше длительность переднего фронта, тем больше время разгона границы до максимальной скорости. Поскольку движение границы происходит внутри катушки, размер которой ограничен, слишком долгий разгон может привести к тому, что скорость границы так и не достигнет своей максимальной величины, которая соответствует данной амплитуде импульса поля, и ДГ остановится под действием градиентного поля. Увеличение размера катушек, создающих управляющее магнитное поле, приведет к росту их индуктивности, что негативно влияет на форму импульса, увеличивая длительность его переднего фронта.

Список использованных источников:

1. Шапаева Т.Б., Муртазин Р.Р., Екомасов Е.Г. Динамика доменной границы под действием импульсного и градиентного магнитных полей в редкоземельных ортоферритах // Известия РАН. Серия физическая. – 2014. – Т.78. – № 2. – С. 155–158.

2. Барьяхтар В.Г., Иванов Б.А., Четкин М.В. Динамика доменных границ в слабых ферромагнетиках // УФН. – 1985. – Т. 146. – С. 417–458.

3. Prabhakara K. H., Shapaeva T. B., Davydova M. D., Zvezdin K. A., Zvezdin A. K., Davies C. S., Kirilyuk A., Rasing Th.and Kimel A. V. Controlling magnetic domain wall velocity by femtosecond laser pulses // J. Phys.: Condens. Matter. – 2021. – V. 33. – № 075802.

4. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. – Москва: Мир, 1982. – 382 с.

5. Волков В.В., Боков В.А. Динамика доменной стенки в ферромагнетиках // ФТТ. – 2008. Т. 50. – № 2. – С. 193–221.

6. Четкин М.В., Курбатова Ю.Н., Шапаева Т.Б., Борщеговский. О.А. Генерация и гироскопическая квазирелятивистская динамика антиферромагнитных вихрей в доменных границах ортоферрита иттрия // ЖЭТФ. – 2006. – Т. 130. – № 1(7). – С 181–188.

УДК 537.624

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ НА ДИНАМИКУ ВЕКТОРА НАМАГНИЧЕННОСТИ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ

Шапоров В. Н.

преподаватель кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Власов В. С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Котов Л. Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Аннотация. *Работа посвящена изучению влияния магнитной анизотропии на динамику намагниченности ферромагнитной пленки методами математического моделирования. Полученные результаты демонстрируют бифукрационное поведение намагниченности в области ориентационного перехода при возбуждении переменным магнитным полем.*

Ключевые слова: *моделирование, нелинейная динамика намагниченности, перемагничивание*

MAGNETIC ANISOTROPY INFLUENCE ON THE MAGNETIZATION VECTOR DYNAMICS IN A FERROMAGNETIC FILM

Shaporov V. N.

Lecturer at the RE Dept., Syktyvkar State University

Vlasov V. S.

PhD, RE Dept., Syktyvkar State University

Kotov L.N.

Dr.Sc., Professor, head of RE Department,
Syktyvkar State University

Annotation*. The work focuses on the study of magnetic anisotropy influence to magnetization vector dynamics in a ferromagnetic film by math modeling methods. The results demonstrating the magnetization bifurcation behavior in the orientation transition region by an exciting field action are obtained.*

Keywords*: modeling, nonlinear magnetic dynamics, magnetization reversal.*

В исследованиях и практических применения часто используются пленки железо-иттриевого граната (ЖИГ), поскольку в них легко можно достичь перпендикулярности оси легкого намагничивания к плоскости пленки. Такая ориентация наименее чувствительна к

различным неоднородностям ее состава [1]. В ферромагнитных кристаллах поля магнитной анизотропии могут иметь большие значения и существенно менять динамику намагниченности. В данной работе с помощью численных методов исследуется влияние анизотропии на динамику вектора намагниченности такой пленки в области ориентационного перехода при ферромагнитном резонансе.

Для расчетов был выбран образец в виде тонкой бесконечной ферромагнитной пластины с кубической решеткой (рис. 1) и параметрами материала, соответствующими ЖИГ (табл. 1), в котором одна из осей легкого намагничивания (ОЛН) перпендикулярна плоскости пластины.

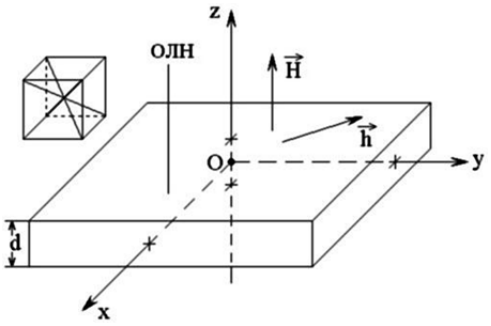


Рисунок .1 – Система координат, направление ОЛН, внешнего H_0 и переменного h магнитных полей.

Таблица 1. Значения материальных параметров пленки ЖИГ

Наименование	Значение (в СГС)
Намагниченность насыщения	139 Э
Константа магнитной анизотропии (K_1)	6800 эрг/см^3
Константа магнитной анизотропии (K_2)	−1000 эрг/см^3

Динамика вектора намагниченности была рассчитана с помощью уравнения Ландау-Лифшица с учетом релаксационного члена в форме Гильберта [2,3]:

$$\frac{\partial m}{\partial t} = -\gamma[m \times H_e] + \alpha\left[m \times \frac{\partial m}{\partial t}\right], \quad (1)$$

Где $\alpha = \omega_r/\omega_{fmr}$ – параметр затухания, ω_r – частота магнитной релаксации, ω_{fmr} – частота ФМР.

Полная энергия ферромагнетика представлялась в виде суммы энергий внешнего поля U_Z, размагничивающего поля пленки U_d и магнитной анизотропии U_a кубического ферромагнетика:

$$U_a = U_Z + U_d + U_a\,. \quad (2)$$

Для кристаллов с кубической решеткой плотность энергии анизотропии была выбрана в виде [3]:

$$U_a = K_1\left(m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_y^2 m_z^2\right) + K_2\left(m_x^2 m_y^2 m_z^2\right), \quad (3)$$

где K_1 и K_2 – константы кубической анизотропии.

Распределение плотности энергии магнитной анизотропии в кубическом магнетике при ориентации оси OZ вдоль ОЛН имеет форму куба с вогнутыми сторонами (рис. 1). В нем возникает три ОЛН или шесть направлений легкого намагничивания, а в плоскости пленки, соответственно, четыре направления.

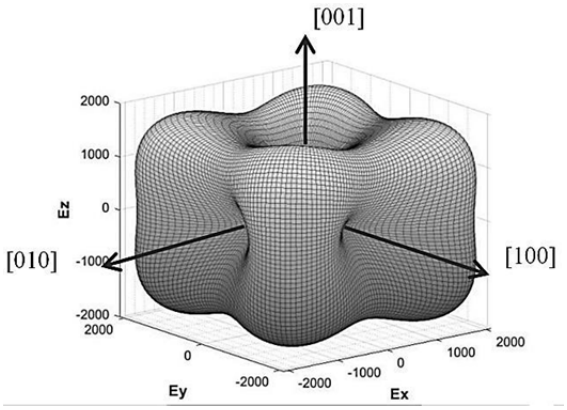


Рисунок 1 – Распределение плотности энергии магнитной анизотропии ЖИГ в пространстве

Решение уравнения (1) для компонент m_x, m_y, m_z вектора намагниченности, в котором учитывалась энергия магнитной кубической анизотропии в виде (2), проводилась численным методом Дормана-Принса 7(8) порядка с контролем точности. Проведены расчеты положения вектора намагниченности для параметров ЖИГ в диапазоне возбуждающих частот до 4 ГГц и величины намагничивающего поля до 3000 Э.

Анизотропия, благодаря создаваемым ей энергетическим барьерам, приводит к образованию ориентационных переходов [4], которые намагниченность преодолевает скачками, переходя из одного устойчивого состояния в другое. В области, где намагничивающее поле $0 < H < 4\pi M_s$ скомпенсировано размагничивающим полем пленки, эффективная частота ФМР близка к нулю, на положение проекции магнитного момента на плоскость пленки большее влияние оказывает поле магнитной анизотропии, которое ориентирует его вдоль одного из четырех своих направлений, соответствующих ее минимумам (рис. 2). Это приводит к образованию частотных щелей с резкими границами (рис. 3 б).

а) б)

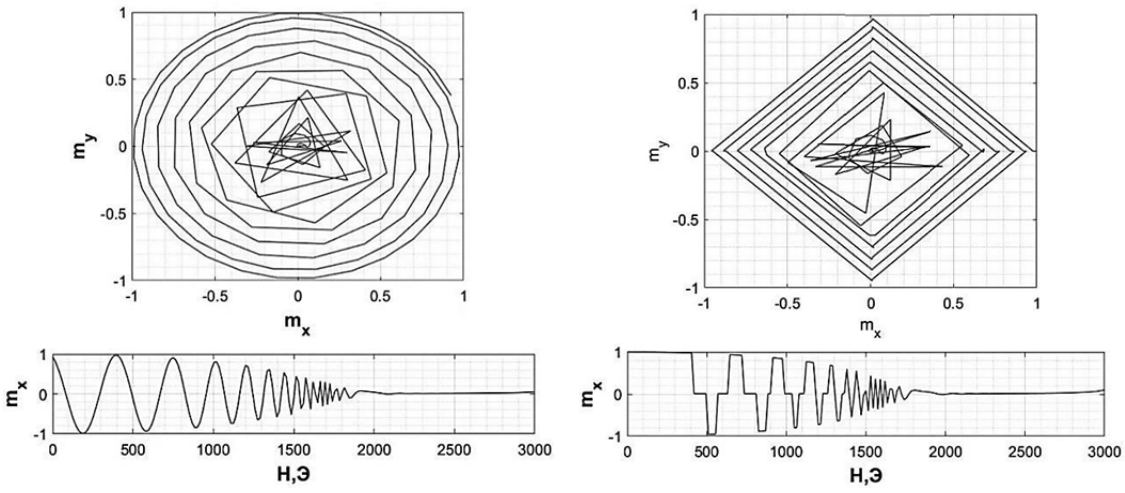


Рисунок 2 – Фазовые портреты и профили зависимости проекций m_x, m_y от величины намагничивающего поля H в момент времени, соответствующий установившимся колебаниям намагниченности: а) без учета анизотропии; б) с учетом анизотропии; $f = 4$ ГГц, $h = 10$ Э, $\Delta t = [0 \dots 0.03]$ мкс, $H = [0 \dots 3000]$ Э

Подобные бифуркационные изменения намагниченности и состояния динамической бистабильности рассматривались в [5]. Расчет зависимости проекции m_x от частоты переменного *f* и амплитуды намагничивающего поля $\boldsymbol{H}$ в момент времени, соответствующий установившимся колебаниям намагниченности, показывает, что плавные изменения

положения проекции вектора намагниченности в полосах области ориентационного перехода (рис. 4 а), при учете поля анизотропии переходят в бифуркационные. Возникают участки сложной формы с резкими границами, соответствующие скачкообразным переходам намагниченности между его устойчивыми положениями, созданные этим полем (рис. 4 б).

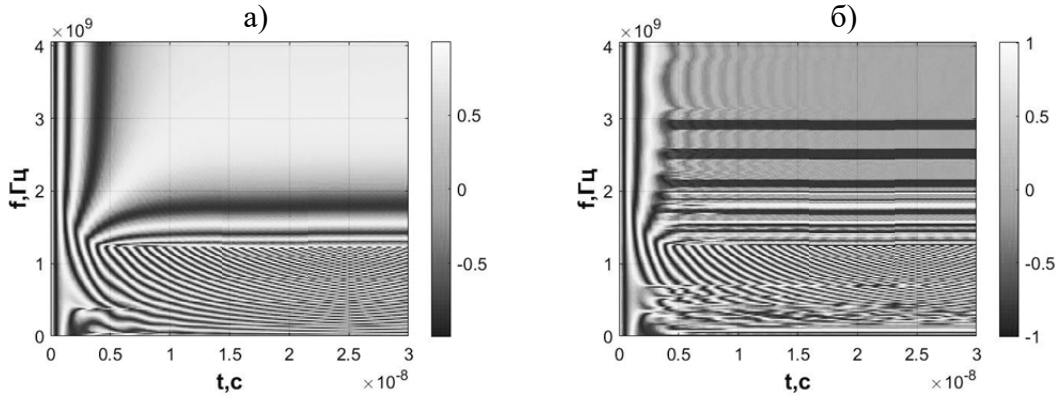


Рисунок 3 – Зависимость проекции и m_x от частоты f переменного поля и времени: *а) без учета анизотропии; б) с учетом анизотропии;* $H = 1000$ Э, $h = 10$ Э, $\Delta t = [0 \dots 0.03]$ мкс, $\Delta f = [0.01 \dots 4]$ ГГц

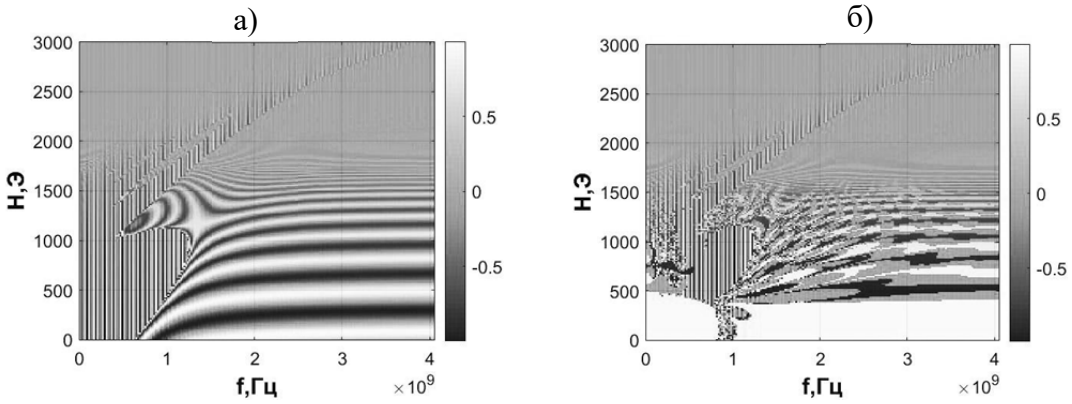


Рисунок 4 – Зависимость проекции m_x от частоты f возбуждающего поля и амплитуды H намагничивающего поля в момент времени, соответствующий установившимся колебаниям намагниченности,: а) без учета анизотропии; б) с учетом анизотропии; $H = 1000$ Э, $h = 10$ Э, $\Delta t = [0 \dots 0.03]$ мкс, $f = [0.01 \dots 4]$ ГГц

Исследование выполнено при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, р_а).

Список использованных источников:

1. Балбашов А.М., Червоненкис А. Я. Магнитные материалы для микроэлектроники / М.: Энергия, 1979. – 217 с.

2. Власов В. С. Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе // В. С. Власов, Л. И. Котов, В. Г. Шавров, В. И. Щеглов. / Радиотехника и электроника. – 2009 – Т. 54. – № 7. – С. 863-874.

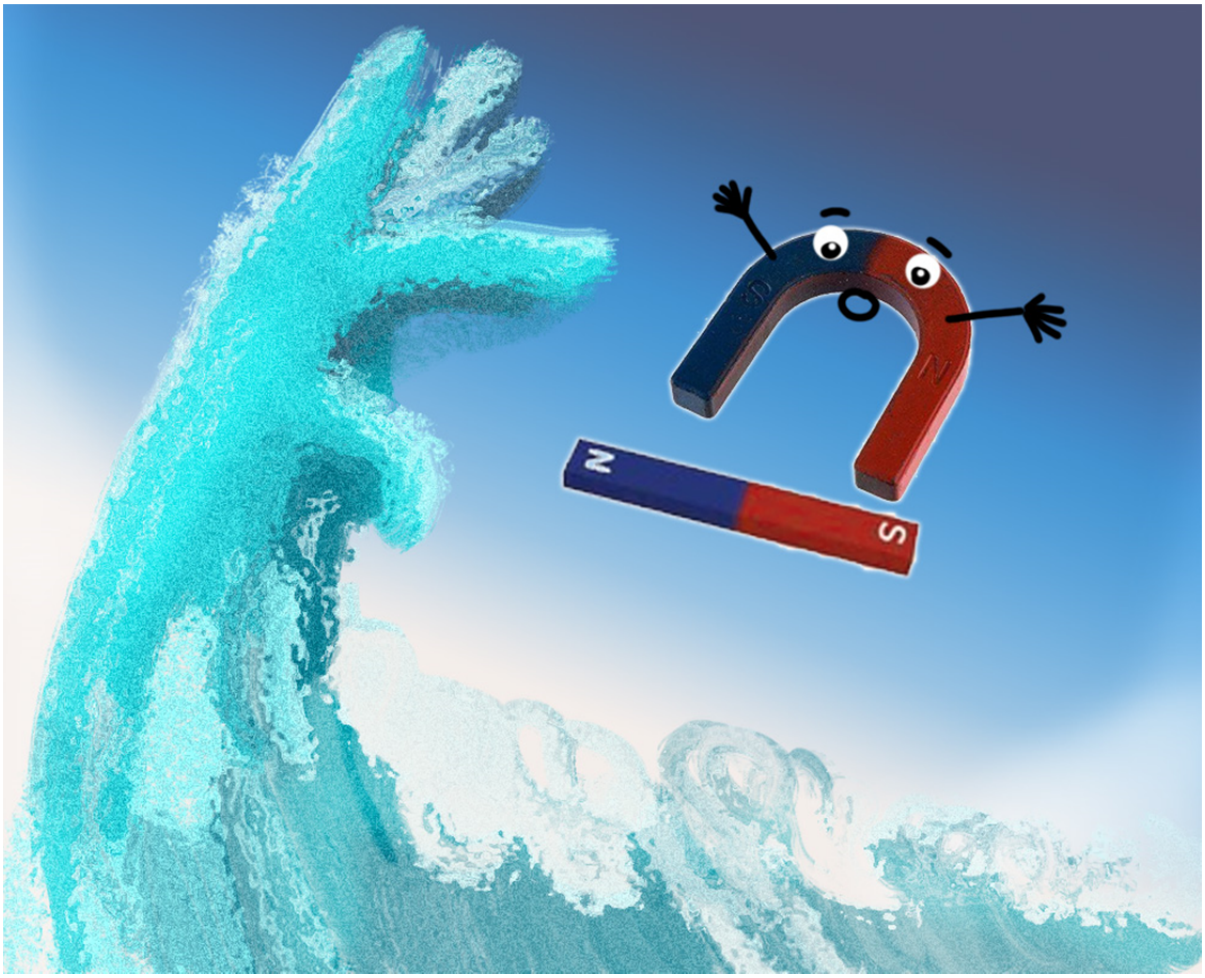
3. Гуревич А. Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках / А.Г. Гуревич. – М.: Наука, 1973. – 592 с.

4. Шавров В. Г., Щеглов В. И. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода / М.: Физматлит, 2018. – 560 с.

5. Шутый А. М. Прецессионная нелинейная динамика намагниченности в феррит-гранатовых пленках типа (111) // ФТТ. –2007. –Т. 49, № 9. – С. 1636-1643.

Волновые процессы – специфический тип движения в модели «континуум», а элементарные возбуждения – элементарные специфические типы такого движения… Все понятно?

Наполовину из Интернета



ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ И ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В МАГНЕТИКАХ

УДК: 537.624; 537.632

ВИЗУАЛИЗАЦИЯ ДИСПЕРСИОННЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ МОД ОБРАТНЫХ ОБЪЕМНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН

Герус С.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Локк Э.Г.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник,
зав. лаборатории исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Анненков А.Ю.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Аннотация. *Исследованы дисперсионные зависимости первой и второй мод обратной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пленке. Получено хорошее соответствие между экспериментальными и теоретическими результатами.*

Ключевые слова: *ферритовая плёнка, обратная спиновая волна, вторая мода, дисперсионная зависимость, визуализация*

VISUALIZATION OF DISPERSION DEPENDENCES OF BACKWARD VOLUME SPIN WAVES MODES

Gerus S.V.

Dr.Sc., Leading Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annenkov A.Yu.

Ph. D., Senior Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annotation. *The dispersion dependences of the first and second modes of backward spin wave in a tangentially magnetized ferrite film are investigated. A good agreement was obtained between the experimental and theoretical results.*

Keywords: *ferrite film, backward spin wave, second mode, dispersion dependence, visualization*

Одной из немногих реальных сред, в которой могут возбуждаться и распространяться с малыми потерями обратные волны, является касательно намагниченная ферритовая пленка. Распространяющиеся в ней обратные объемные спиновые волны (ООСВ) были теоретически описаны шестьдесят лет назад в работе [1] с использованием магнитостатического приближения, из-за чего их часто называют обратными объёмными магнитостатическими волнами. В дальнейшем многие свойства ООСВ и различные устройства на их основе были исследованы и описаны в ряде монографий и статей (см. [2, 3] и цитируемую там литературу). Кроме того, сравнительно недавно у ООСВ были обнаружены такие новые свойства, как наличие у них углов отсечки [4], направлений сверхнаправленного распространения [5] и невзаимных свойств [6, 7], проявляющихся лишь у волн с неколлинеарной ориентацией волнового вектора **k** и вектора групповой скорости $\mathbf{V}_{\text{гр}}$. Также было получено описание этих волн без использования магнитостатического приближения (для случая коллинеарной ориентации векторов **k** и $\mathbf{V}_{\text{гр}}$) и было установлено, что распределение этой волны по толщине ферритовой пленки не является чисто тригонометрическим, а представляет собой сумму тригонометрических и экспоненциальных функций, причем поперечные компоненты волнового числа, входящие в тригонометрические и в экспоненциальные функции, имеют разные величины [8]. Несмотря на перечисленные выше достижения в исследовании свойств ООСВ, до сих пор не удалось экспериментально возбудить и исследовать высшие моды этой волны. Ниже этот пробел частично восполнен, и впервые представлены экспериментальные исследования дисперсионной зависимости второй моды ООСВ.

Схематически геометрия эксперимента представлена на рис. 1. Дисперсионные зависимости ООСВ измерялись в ферритовой пленке железоиттриевого граната (ЖИГ), имевшей толщину 38.37 мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_0$ = 1853 Гс (приведены не паспортные, а эффективные параметры пленки, при которых рассчитанные дисперсионные зависимости спиновых волн хорошо аппроксимируют соответствующие измеренные зависимости). Пленка ЖИГ была помещена в стационарное однородное магнитное поле, имевшее величину H_0 = 462.6 Э и направленное вдоль оси *z*. ООСВ возбуждались проволочным линейным преобразователем длиной 10 мм, который был ориентирован вдоль оси *y*.

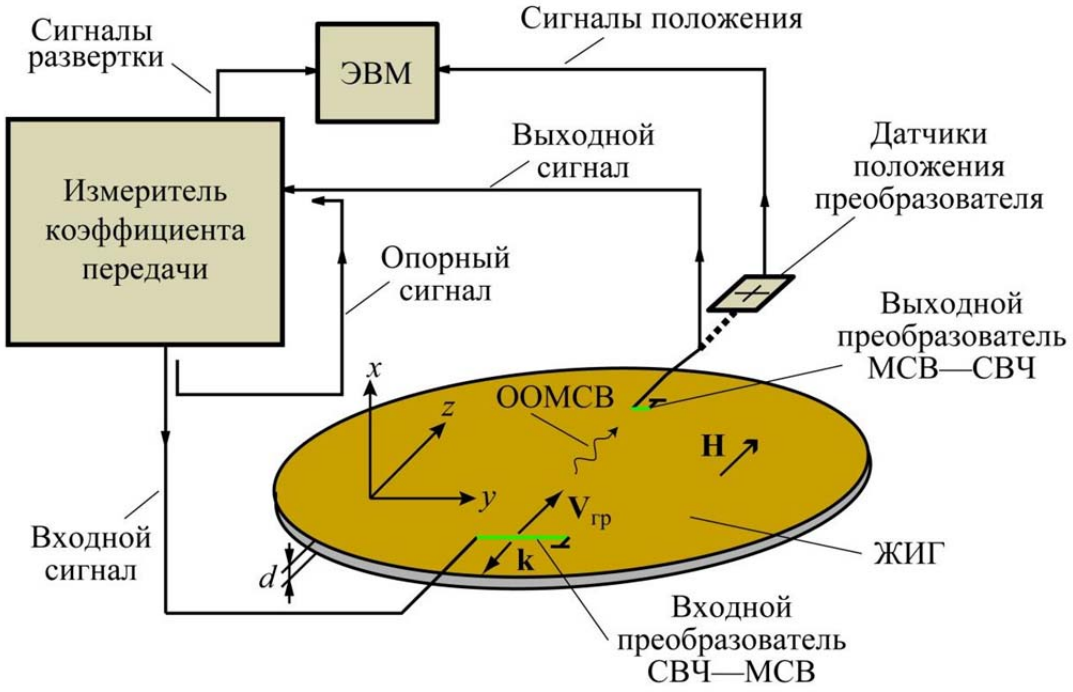


Рис. 1. Геометрия эксперимента. Показаны волновой вектор **k** *и вектор групповой скорости* $\mathbf{V}_{\text{гр}}$ *ОМСВ*

При такой геометрии волновой фронт возбуждаемой ООСВ перпендикулярен магнитному полю, а сама волна распространяется вдоль оси z, причем в соответствии с теорией [1, 2] в этом направлении в пленке могут возбуждаться только моды ООСВ.

Экспериментальные измерения проводились на установке, состоящей из измерителя комплексных коэффициентов передачи, постоянного магнита и подвижного зонда-преобразователя, при перемещении которого вдоль поверхности пленки можно было измерять характеристики спиновых волн. Для сбора и оцифровывания экспериментальных данных использовался высокоскоростной аналого-цифровой преобразователь (АЦП), сопряженный с компьютером. Таким образом, установка вместе с АЦП и компьютером позволяла измерять и получать визуализированное распределение комплексной амплитуды возбуждаемой волны с заданной частотой в плоскости ферритовой плёнки [5, 9]. Однако, для получения дисперсионной зависимости ООСВ, необходимо было измерить указанное распределение в том интервале частот, в котором расположен спектр ООСВ. Поскольку проведение отдельных измерений на фиксированных частотах заняло бы много времени (и сопровождалось бы понижением точности измерений), то зондирование осуществлялось следующим образом: во время медленного движения измерительного зонда вдоль поверхности пленки одновременно в некотором интервале частот осуществлялось быстрое пилообразное изменение частоты f генератора СВЧ-сигнала (поступающего на возбуждающий преобразователь), причем период изменения частоты подбирался так, чтобы смещение зонда за этот период было достаточно мало. Таким образом при проведении измерений для каждой фиксированной координаты y осуществлялось непрерывное перемещение зонда по поверхности пленки вдоль координаты z, а также считывание и оцифровывание мгновенных значений координаты z, частоты f и комплексного коэффициента передачи A между преобразователями. Затем для каждого значения f осуществлялось дискретное преобразование Фурье распределения $A(z)$, в результате которого получалось распределение значений z-компоненты волнового вектора (пространственный спектр ООСВ) на данной частоте f – то есть, двумерный массив $Q_z(f)$. Очевидно, что это распределение $Q_z(f)$ имеет максимумы при некоторых значениях $k_{z1\text{эксп}}$, $k_{z2\text{эксп}}$, …, $k_{zn\text{эксп}}$, каждое из которых соответствует волновому числу какой-либо n-ой моды ООСВ, возбуждающейся и распространяющейся в пленке на данной частоте f. Ясно, что значения максимумов $k_{z1\text{эксп}}$, $k_{z2\text{эксп}}$, …, $k_{zn\text{эксп}}$ полученного распределения $Q_z(f)$ и соответствующие им значения частот f представляют собой экспериментально измеренные дисперсионные зависимости мод ООСВ $k_{z1\text{эксп}}(f)$, $k_{z2\text{эксп}}(f)$, …, $k_{zn\text{эксп}}(f)$ в исследуемой пленке.

Визуализированный двумерный пространственный спектр ООСВ $Q_z(f)$, полученный в результате преобразования Фурье от распределения $A(z)$ в интервале частот 180 МГц с шагом 1 МГц, представлен на рис. 2. Цветовая гамма, изображающая на рис. 2 распределение $Q_z(f)$, выбрана таким образом, что наименьшим (близким к нулю) значениям $Q_z(f)$ соответствует синий цвет, а наибольшим – белый, то есть, чем больше значения $Q_z(f)$, тем светлее они выглядят на рисунке. Гребни полученного распределения $Q_z(f)$ (на которых значения волновых чисел максимальны) хорошо заметны на рис. 2 в виде светлых линий, соответствующих дисперсионным кривым для первой и второй мод ООСВ $k_{z1\text{эксп}}(f)$ и $k_{z2\text{эксп}}(f)$. Кроме того, на рис. 2 показаны соответствующие теоретические дисперсионные зависимости $k_{z1\text{теор}}(f)$ и $k_{z2\text{теор}}(f)$, рассчитанные для приведенных выше параметров пленки ЖИГ и поля H_0 в соответствии с теорией [1]. С целью минимизации искажений на рис. 2 (при наложении теоретических кривых на распределение $Q_z(f)$), расчеты представлены отдельными белыми точками через 12.5 МГц. Как видно из рис. 2, теоретические и экспериментальные результаты хорошо соответствуют друг другу.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014.

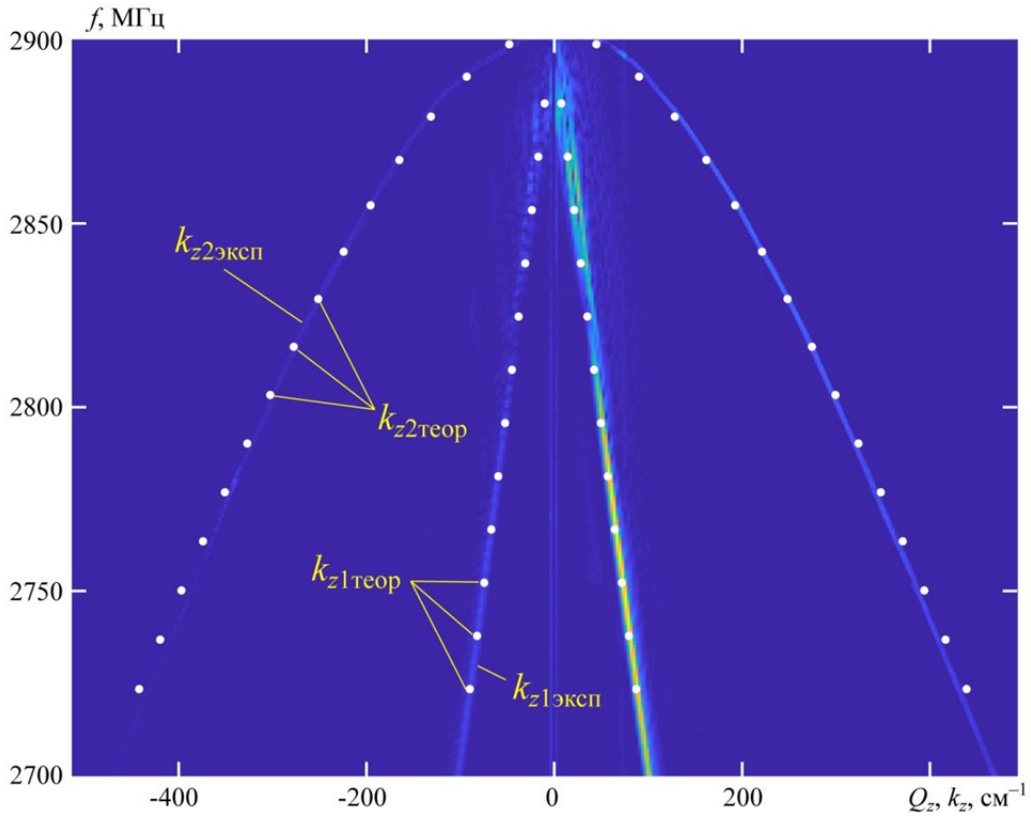


Рис. 2. Визуализированный двумерный пространственный спектр ООСВ $Q_z(f)$. Наименьшим (близким к нулю) значениям $Q_z(f)$ соответствует синий цвет, а наибольшим (соответствующим волновому числу какой-либо возбуждающейся моды ООСВ) – белый; то есть, светлые линии описывают экспериментальные дисперсионные зависимости $k_{z1эксп}(f)$ и $k_{z2эксп}(f)$ для первой и второй мод ООСВ. Соответствующие теоретические кривые $k_{z1теор}(f)$ и $k_{z2теор}(f)$ показаны белыми точками.

Список использованных источников:

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. // J. Phys. Chem. Sol. – 1961. – Vol.19 – №3/4 – P. 308—320.

2. Вашковский А.В., Стальмахов В.С., Шараевский Ю.П. Магнитостатические волны в электронике сверхвысоких частот. – Саратов: Издательство Саратовского университета, 1993.

3. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Наука, 1994.

4. Локк Э.Г. Углы отсечки обратной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине // Радиотехника и электроника – 2018 – Т.63 – №8 – С. 845-851.

5. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences – 2018 – V. 185 – P. 02006-1 - 02006-3.

6. Вашковский А.В., Локк Э.Г. Свойства обратных электромагнитных волн и возникновение отрицательного отражения в ферритовых пленках // УФН – 2006 – Т.176 – №4 – С.403-414.

7. Локк Э.Г. Невзаимные свойства обратных спиновых волн // Радиотехника и электроника – 2020 – Т. 65 – №3 – С. 267-276.

8. Вашковский А.В., Локк Э.Г. О физических свойствах обратной магнитостатической волны при ее описании на основе уравнений Максвелла // Радиотехника и электроника – 2012 – Т. 57, № 5, С. 541-549.

9. Анненков А.Ю., Герус С.В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника – 2012 – Т. 57 – № 5 – с. 572-577.

УДК 538.955

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКОГО КОНДЕНСАТА МАГНОНОВ В ФЕРРОМАГНЕТИКЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ФОРМЫ

Безрядина Т.В.

Научный сотрудник Российского квантового центра, аспирант Московского физико-технического института

Аннотация. *Работа посвящена исследованию элементарных возбуждений Бозе-Эйнштейновского конденсата (БЭК) магнонов в ферромагнетике цилиндрической формы. Найден профиль плотности конденсата магнонов в приближении Томаса-Ферми, соответствующем сверхтекучему состоянию магнонов, и на основании уравнений Боголюбова-де Жена получен спектр низкоэнергетических возбуждений конденсата, аналогичных распространению второго звука в жидком гелии.*

Ключевые слова: *БЭК магнонов, элементарные возбуждения БЭК*

ELEMENTARY EXCITATIONS OF MAGNON BOSE-EINSTEIN CONDENSATE IN CYLINDRICAL FERROMAGNETS

Bezryadina T.V.

Follow researcher of the Russian quantum center, postgraduate student of the Moscow Institute of Physics and Technology

Annotation. *The work is dedicated to the study of elementary excitation of the magnon Bose-Einstein condensate (BEC) in cylindrical ferromagnets. The density profile of the magnon condensate is found in the Thomas-Fermi approximation, which corresponds to the magnon superfluid state, and based on the Bogolyubov-de Gennes equations, a spectrum of low-energy condensate excitations is obtained, similar to the propagation of second sound in liquid helium.*

Keywords: *magnon BEC, elementary excitation of BEC*

Вид и спектр возбуждений полностью определяют физические свойства магнетиков. В случае магнитоупорядоченных кристаллов такими возбуждениями являются колебания локальной намагниченности, которые, по аналогии с представлением колебаний атомов в кристаллах в терминах упругих волн или фононов, могут быть рассмотрены в виде волн колебаний намагниченности– спиновых волн или магнонов.

Магноны имеют единичный спин и, как следствие, подчиняются статистике Бозе-Эйнштейна. В отсутствии внешнего воздействия плотность магнонов всегда ниже критической плотности, соответствующей образованию БЭК, однако, она может быть увеличена методами магнитного резонанса.

В состоянии БЭК все магноны описываются единой волновой функцией:

$$\Psi_0(r,t) = \psi(r)exp(i\alpha - i\mu t), \quad (1)$$

где μ – химический потенциал, $\psi(r)$ – действительная, нормированная на полное число частиц и удовлетворяет стационарному уравнению Гросса-Питаевского [1]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r + V(r) + g\psi^2(r) - \mu\right)\psi(r) = 0, \quad (2)$$

здесь $V(r)$– внешний потенциал.

В магнитоупорядоченных материалах роль внешнего потенциала играет локальная ларморовская частота прецессии, определяемая эффективным магнитным полем. В случае ненулевой локальной намагниченности в объеме образца возникает поле размагничивания, которое приводит к уменьшению эффективного магнитного поля. В радиальном направлении для точек на центральной плоскости оно может быть разложено в ряд по r, с точностью до квадратичного слагаемого [2]:

$$V(r) = \hbar\gamma(H_0 - 4\pi M_0 N(r)), \quad (3)$$

где

$$N(r) = 1 - \frac{S/D}{(1+(S/D)^2)^{1/2}} - \left(\frac{3S/D}{(1+(S/D)^2)^{3/2}} - \frac{3(S/D)^3}{(1+(S/D)^2)^{5/2}}\right)(r/D)^2, \quad (4)$$

здесь S – толщина диска, D – диаметр диска.

Для отталкивающего взаимодействия $g > 0$ в центральной части образца можно пренебречь кинетическим членом (приближение Томаса-Ферми), что для гармонической ловушки приводит к следующему профилю плотности конденсата:

$$\psi^2(r) = (\mu - V(r))/g, \quad (5)$$

в области где $\mu > V(r)$.

Спектр элементарных возбуждений рассматриваемой системы был найден из уравнений Боголюбова-де Жена

$$\begin{aligned}\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r + V(r) + 2g\psi^2(r) - \mu\right)u_\nu - g\psi^2(r)v_\nu &= \varepsilon_\nu u_\nu,\\ \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta_r + V(r) + 2g\psi^2(r) - \mu\right)v_\nu - g\psi^2(r)u_\nu &= -\varepsilon_\nu v_\nu.\end{aligned} \quad (6)$$

В низкоэнергетическом пределе, соответствующем распространению звука, энергии возбуждений определяются исключительно кривизной размагничивающего поля и массой магнонов, последняя зависит от сорта вещества.

Спектр системы имеет вид:

$$\mathcal{E}_j = (4\hbar^2 B(S,D)\, j(j+1)/m)^{1/2}, \quad (7)$$

где

$$B(S,D) = 4\pi M\hbar\gamma\left(\frac{3S/D}{(1+(S/D)^2)^{3/2}} - \frac{3(S/D)^3}{(1+(S/D)^2)^{5/2}}\right)(1/D)^2. \quad (8)$$

Список использованных источников:

1. Dalfovo F., Giorgini S., Pitaevskii L.P., Stringari S. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases // Reviews of modern physics. – 1999. – №3. – P. 463 – 512.

2. Helszajn J., McCubbing D., Macfarlane I., Bunce A., McKay M. Spatial shape demagnetising factors of disc, equilateral triangle and irregular hexagonal magnetic insulators // IEE Proceedings - Microwaves, Antennas and Propagation. – 2005. – №152.– P. 201-208.

УДК 530.182.1

«ТЕМНЫЕ» БРИЗЕРЫ В МОНОАКСИАЛЬНОМ ХИРАЛЬНОМ ГЕЛИМАГНЕТИКЕ

Екомасов Е.Г.

д.ф.м.н., профессор,
Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

Овчинников А.С.

д.ф.м.н., профессор,
Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Бострем И.Г.

к.ф.-м.н., доцент

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Синицын В.Е.

к.ф.-м.н., доцент

Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Фахретдинов М.И.

к.ф.-м.н., доцент
Башкирский государственный университет, Уфа, Россия

Kishine J.

Professor, PhD, Division of Natural and Environmental Sciences, The Open University of Japan, Chiba, Japan

Аннотация. *Показана возможность существования внутренних локализованных нелинейных возбуждений типа дискретных «темных» бризеров в одномерной хиральной спиновой цепочке с анизотропией типа легкая плоскость в фазе вынужденного ферромагнетизма. Проведено численное моделирование этих решений, получено их аналитическое описание в континуальном пределе и с помощью линейной теории Флоке доказана их стабильность. Показано, что «темные» бризеры в отличие от ранее рассматриваемых «светлых», не попадающих в резонанс с линейными спиновыми волнами, могут существовать при малом значении константы легкоплоскостной магнитной анизотропии. Это делает перспективным экспериментальное обнаружение этих нелинейных возбуждений в реально существующих хиральных гелимагнетиках.*

Ключевые слова: *внутренние локализованные нелинейные моды, магнитные бризеры, моноаксиальный хиральный гелимагнетик, спиновая цепочка*

DARK TYPE BREATHERS IN MONOAXIAL CHIRAL HELIMAGNET

Ekomasov E.G.

Dr. Sci., professor,
Bashkir State University, Ufa, Russia

Ovchinnikov A.S.

Dr. Sci., professor,
Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University,
Ekaterinburg, Russia

Bostrem I.G.

Ph. D., associate professor,
Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University,
Ekaterinburg, Russia

Sinitsyn V.E.

Ph. D., associate professor,
Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University,
Ekaterinburg, Russia

Fakhretdinov M.I.

Ph. D., associate professor,
Bashkir State University, Ufa, Russia

Kishine J.

Professor, PhD, Division of Natural and Environmental Sciences, The Open University of Japan,
Chiba, Japan

Annotation. *The possibility of the existence of internal localized nonlinear excitations, namely, discrete "dark type" breathers, is shown for a one-dimensional chiral spin chain with an easy-plane anisotropy in the state of forced ferromagnetism. Numerical modeling of these solutions is carried out, their analytical description in the continuum limit is developed, and their stability is proved by using the linear Floquet theory. It is shown that "dark" breathers, in contrast to the previously considered "bright type" ones, which do not resonate with linear spin waves, can exist at a small value of the easy-plane magnetic anisotropy. This makes it promising to detect experimentally these nonlinear excitations in real prototypes of chiral helimagnets.*

Keywords: *intrinsic localized nonlinear modes, magnetic breathers, monoaxial chiral helimagnet, spin chain*

В работе исследуются дискретные бризерные моды в фазе вынужденного ферромагнетизма в моноаксиальном хиральном гелимагнетике в рамках модели спиновой цепочки с антисимметричным обменным взаимодействием. Цепочка спинов конечной длины L описывается гамильтонианом

$$H = -2J \sum_n S_n S_{n+1} + A \sum_n (S_n^z)^2 - H_0 \sum_n S_n^2 + D \sum_n [S_n \times S_{n+1}]_z,$$

где $\mathbf{S}_n$ – спиновый вектор n-го узла. Первое слагаемое соответствует обменному взаимодействию спинов вдоль оси z с константой взаимодействия $J > 0$, второе – одноионной анизотропии величины $A > 0$ типа «легкая плоскость», третий член описывает зеемановское взаимодействие с внешним магнитным полем H_0, направленным вдоль оси цепочки z. Последнее слагаемое отвечает антисимметричному обмену Дзялошинского-Мория с вектором взаимодействия $\boldsymbol{D}$, направленным вдоль оси цепочки. Спиновая система берется в состоянии вынужденного ферромагнетизма, т.е. предполагается, что магнитное поле H_0 превосходит критическое поле $H_{cr} = 2S\left(\sqrt{4J^2 + D^2} - J + A\right)$ перехода в ферромагнитную фазу.

Используя стандартные подстановки

$$s_n^+ = s_n(t)\, exp\, exp\, (-i\omega t + ikna)\,, \qquad s_n^z = \sqrt{1 - s_n^2},$$

получаем систему дискретных алгебраических уравнений

$$\Omega s_n = -2Bs_n\sqrt{1 - s_n^2} + s_n\left(\sqrt{1 - s_{n+1}^2} + \sqrt{1 - s_{n-1}^2}\right) - \sqrt{1 - s_n^2}\left(s_{n-1} + s_{n+1}\right)\sqrt{1 + \frac{D}{4J^2}}, \quad (1)$$

где $B = \frac{A}{2J}$, $\Omega = (\hbar\omega - H_0)/2JS$ и волновой вектор $ka = -arctg\left(\frac{D}{2J}\right)$ (a – постоянная решетки).

Ранее было показано, что в гайзенберговской спиновой цепочке без антисимметричного обмена возможны внутренние локализованные моды двух типов: «светлые» (bright type) и «темные» (dark type) [1]. Первые возникают при частоте $\Omega > 4 - 2B$, т.е. выше частоты линейных спиновых волн и требуют для своего существования большой величины одноионной анизотропии. Частоты «темных» бризеров лежат внутри области спектра спиновых волн вблизи верхней или нижней его границы, но они могут существовать и при малой константе анизотропии.

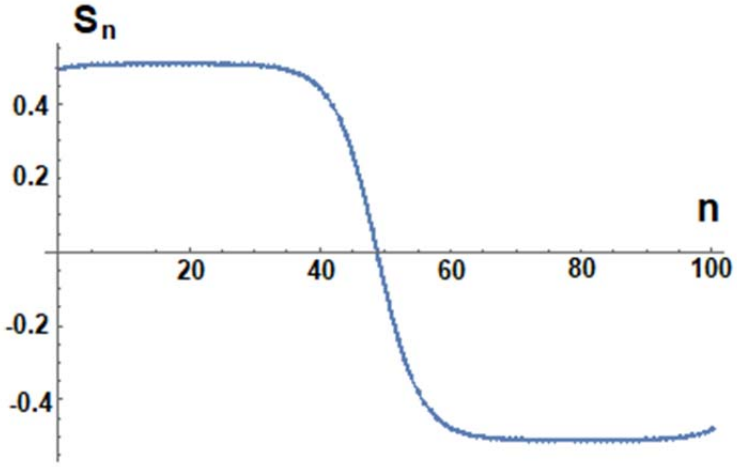


Рис. 1. Темный бризер в виде кинка. Параметры: частота $\Omega = -0.28$*, значение крайней левой переменной* $s_0 = 0.4953732575050$.

Вопрос о существования дискретных бризеров с учетом взаимодействия Дзялошинского-Мория, которое существенно меняет симметрию задачи, потребовал отдельного рассмотрения. Нами уже было показано, что «светлые» бризеры возникают и при наличии антисимметричного обмена [2]. В настоящей работе проведен поиск второго типа дискретных бризеров – «темных» мод. Было выполнено численное моделирование этих решений с использованием программного комплекса на платформе Nvidia CUDA,

разработанного ранее для нахождения «светлых» мод. В программе использовались значения параметров обмена и анизотропии реального хирального гелимагнетика $CrNb_3S_6$: $\frac{D}{2J=0.16,} B = 0.15$. Длина цепочки составляла L=101 узел, были взяты открытые граничные условия. Полученные решения в виде кинка и многосолитонные решения представлены на рис. 1 и рис. 2, соответственно.

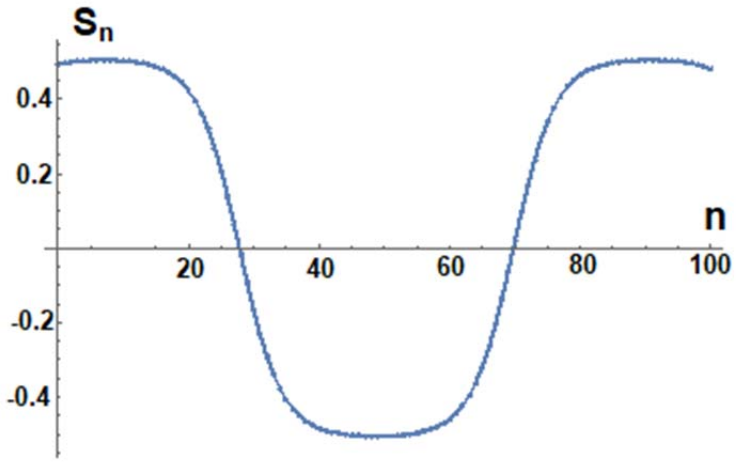


Рис. 2. Многосолитонный «темный» бризер. Параметры: частота $\Omega = -0.28$*, значение крайней левой переменной* $s_0 = 0.49484645075$.

Нами разработано аналитическое описание «темных» мод в континуальном приближении. Оно показывает, что в общем случае, как и для «светлых» возбуждений, формируется бризерная решетка

$$s(z) = a\ sn[(b(z - z_0), \kappa)],$$

где *sn*- эллиптический синус Якоби. Амплитуда *a,* коэффициент *b* и модуль к эллиптической функции определяются параметрами гамильтониана, частотой и граничными условиями. В пределе $\kappa \to 0$ бризерная решетка переходит в одиночный кинк.

Устойчивость «темных» решений исследовалась, как и ранее для «светлых» мод, с помощью линейной теории Флоке [3]. Все полученные в результате численного моделирования решения оказались устойчивыми.

Отметим, что при наличии антисимметричного обмена и в «светлых», в «темных» дискретных бризерах поперечные компоненты s_n восстанавливают спиральное упорядочение в реальном пространстве, которое существовало в хиральной цепочке до перехода в состояние вынужденного ферромагнетизма, и, как следствие, бризерная решетка обладает топологическим зарядом и ненулевым импульсом, как и стандартная солитонная решетка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект No. 20-02-00213)

Список использованных источников:

1. Rahmanova S.V., Shchegrov A.V. Intrinsic localized modes of bright and dark types in ferromagnetic Heisenberg chains / Phys. Rev. B. – 1998. – Vol. 57. – P. R14012-R14015.
2. Bostrem I.G., Sinitsyn Vl.E., Ovchinnikov A.S., Ekomasov E.G., Kishine J. Discrete magnetic breathers in monoaxial chiral helimagnet / AIP Advances. – 2021. – Vol. 11. – Id. 015208.
3. Zolotaryuk Y., Flach S., Fleurov V. Discrete breathers in classical spin lattices. / Phys. Rev. B. – 2001. – Vol. 63. – Id. 214422.

УДК 538.915

ПРИМЕНЕНИЕ МАГНОННОГО БОЗЕ КОНДЕНСАТА ДЛЯ КВАНТОВЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Буньков Ю.М.

д.ф.м.н., член Европейской Академии Наук, главный научный сотрудник М-Гранат, Российский Квантовый Центр

Аннотация. *Рассмотрены возможности применения магнонного Бозе конденсата и спиновой сверхтекучести для создания кубитов и манипуляции с ними в целях построения магнонной платформы для квантовых вычислений.*

Ключевые слова: *магноны, спиновая сверхтекучесть, Бозе конденсат, когерентность.*

APPLICATION OF MAGNON BOSE CONDENSATE FOR QUANTUM COMPUTING

Bunkov Yu.M.

Dr.Sc., Member of the European Academy of Sciences, Chief Researcher M-Garnet of the Russian Quantum Center.

Annotation. *The creation of a magnonics platform for quantum calculations based on the magnon Bose condensate and spin superfluidity is proposed. Various types of Q-bits and manipulation with them are considered.*

Keywords: *magnons, spin superfluidity, bose condensate, coherence.*

Магнетизм по своей природе является квантовым явлением. Прямым проявлением квантовых свойств является зависимость намагниченности от температуры, которая описывается тепловым возбуждением магнонов – квантов элементарных возбуждений в магнетиках. Для описания динамических эффектов в магнетиках обычно используются феноменологические уравнения Ландау – Лифшица – Гильберта, которые имеют дело с усреднёнными значениями магнитного момента и хорошо описывают спиновую динамику при малых возбуждениях. Однако квантовые явления при усреднении, естественно, теряются. Описания спиновой динамики при больших величинах возбуждения требует рассмотрение квантовых явлений, возникающих при так называемой Бозе конденсации магнонов.

В квантовой парадигме Хольштейна – Примакова магнитоупорядоченная система

рассматривается как основное магнитоупорядоченное состояние (квантовый вакуум) и газ возбуждений – магнонов. В состоянии теплового равновесия плотность магнонов всегда ниже, чем плотность, необходимая для Бозе конденсации. Однако плотность неравновесных магнонов можно увеличить до очень больших значений при радиочастотном возбуждении магнитного резонанса. Так для магнонов в плёнке железо-иттриевого граната критическая плотность магнонов возникает при отклонении намагниченности на угол порядка 2^o [1].

В магнонном Бозе конденсате макроскопическое число магнонов находится в едином квантовом состоянии и описывается волновой функцией

$$\Psi_0(\vec{r},t) = \psi_o(\vec{r})exp(i\alpha - i\mu t/\hbar),$$

где α - фаза прецессии намагниченности а μ - химический потенциал магнонов, зависящий от их плотности и, соответственно, частоты прецессии. Свойства Бозе конденсата определяются знаком взаимодействия между магнонами. В случае отталкивания частота прецессии и химический потенциал увеличиваются с увеличением их плотности. В результате энергия конденсата имеет форму «мексиканской шляпы», что обеспечивает устойчивость квантового процесса переноса магнонов – спиновой сверхтекучести. Этот перенос возникает при наличии градиента фазы прецессии и был впервые обнаружен экспериментально в сверхтекучем антиферромагнитном ^{3}He-B [2]. Данный процесс приводит к «залечиванию» пространственной неоднородности эффективного поля за счёт перераспределения плотности магнонов [3], во многом аналогичного эффекту выравнивания фазы Куперовских пар за счёт выталкивания магнитного поля из сверхпроводников (эффект Мейснера).

В замкнутом контуре фаза прецессии магнонов квантуется, как и в случае сверхпроводимости и массовой сверхтекучести. Поэтому многие принципы построения кубитов на сверхпроводящей платформе применимы также и к спиновой сверхтекучести. В частности большие перспективы открываются для магнонного аналога трансмона – кубита, основанного на кванте циркуляции. Если в трансмоне используется Джозефсоновский переход в качестве нелинейного элемента, в случае магнонного кубита мы предлагаем использовать как доменную границу так и магнонный эффект Джозефсона [2]. При этом, если в первом случае можно использовать, например, дефект в виде наноразмерной щели, который стабилизирует положение доменной границы за счёт разрыва обменного взаимодействия, то во втором случае можно использовать щель микронных размеров. В этом случае эффект Джозефсона возникает за счёт диполь-дипольного взаимодействия Бозе конденсатов через щель. Как обычно, наличие двух квантовых состояний приводит к их гибридизации и, в результате, образованию двух квантовых уровней с близкой энергией. Переход между этими уровнями можно использовать в качестве кубита.

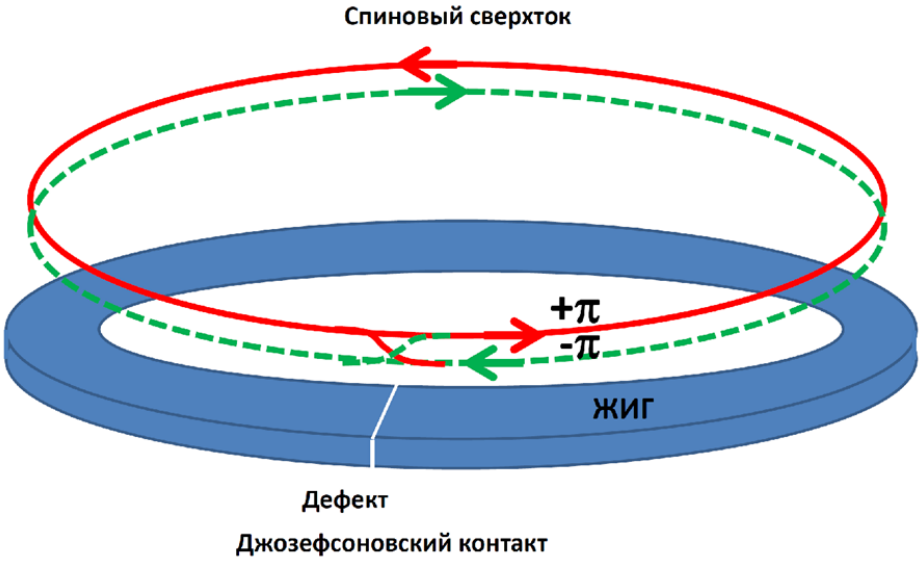


Рис. 1 Суперпозиция спиновых сверхтоков по и против часовой стрелки.

Магноны являются квазичастицами с конечным временем жизни. При их аннигиляции излучается фотоны. При этом информация о квантовом состоянии магнона теряется. В случае Бозе конденсата состояние фотона определяется состоянием всего Бозе конденсата. При этом квантовое состояние конденсата не изменяется. Более того, неравновесные магноны могут подкачиваться из вакуума. При этом, согласно Фейнману, они рождаются в том же состоянии, что и Бозе конденсат. Это даёт возможность поддерживать когерентное состояние систему неограниченное время [4]. При помещении Бозе конденсата в резонатор возникают связанные магнон – поляритонные состояния. Их энергетическое расщепление также может быть использованы в качестве кубитов. В наших экспериментах удалось осуществить когерентное состояние трёх Бозе конденсатов магнонов в резонаторе. Мы рассматриваем эту систему также, как весьма перспективную для создания магнонной платформы для квантовых вычислений. В докладе будет сделан обзор как этих, так и других возможных подходов для создания магнонной платформы для квантовых вычислений.

Работа осуществлена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (Грант 19-12-00397).

Список использованных источников:

1. Yu. M. Bunkov and V. L. Safonov. Magnon condensation and spin superfluidity// J. Mag. and Mag. Mat., - 2018. - № 452, - C. 30 - 38.
2. A. S. Borovik-Romanov, Yu. M. Bunkov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskiy and D. A. Sergatskov. Investigation of Spin Supercurrent in 3He-B// Phys. Rev. Lett., - 1989 - № 62, - C. 1631- 1634.
3. Yu. M. Bunkov. Magnonic superuidity versus Bose condensation// Appl. Mag. Res., - 2020 - № 51, - C. 1711-1721.#
4. Yu. M. Bunkov, A. N. Kuzmichev, T. R. Safin, P. M. Vetoshko, V. I. Belotelov, and M. S. Tagirov. Quantum Paradigm of the Foldover Magnetic Resonance// Scientific Reports., - 2021, - In print.

УДК 537.86, 537.6

УПРАВЛЯЕМЫЙ СПИН-ВОЛНОВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР МАХА-ЦЕНДЕРА

О.А. Водолагин
Студент, лаборант-исследователь лаборатории «Магнитные метаматериалы» СГУ

А.В. Садовников
К.ф.-м.н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ

Аннотация. *Разработка систем, которые используют в качестве носителей информации магноны, является в наше время перспективным направлением в обработке информации. Магноны - это квазичастицы, которые связаны с собственными возбуждениями магнитных материалов, которые называют спиновыми волнами [1]. Рассматриваемый интерферометр Маха-Цендера с управляющими элементами в перспективе может стать элементом для создания подобных систем обработки информации. В докладе показана возможная реализация управления сигналом в ферромагнитном интерферометре за счет области локального изменения магнитного поля.*

Ключевые слова: *спиновые волны, магноника.*

CONTROLLED SPIN-WAVE MACH-ZEHNDER INTERFEROMETER

А.В. Садовников
PhD in Physics and Mathematics., Ph.D., Associate Professor, Department of Physics of Open Systems, SSU

О.А. Водолагин
Student, laboratory assistant-researcher of the laboratory "Magnetic Metamaterials" SSU

Annotation. *The development of systems that use magnons as information carriers is a promising direction in information processing nowadays. Magnons are quasiparticles that are associated with the intrinsic excitations of magnetic materials, which are called spin waves [1]. The considered Mach-Zehnder interferometer with control elements in the future can become an element for creating such information processing systems. The report shows a possible implementation of signal control in a ferromagnetic interferometer due to the region of local variation of the magnetic field.*

Key words: *spin waves, magnonics.*

Показано, что на основе интерферометра Маха-Цендера с управляющим элементом в виде проводника с током в области разделителя возможна реализация логических операций [2]. Рассматриваемый в работе спин-волновой интерферометр представляет собой устройство, содержащее расположенный на подложке из галлий-гадолиниевого граната (ГГГ) микроволновод, выполненный из пленки железоиттриевого граната (ЖИГ) в виде интерферометра Маха-Цендера, который имеет разделитель в виде отверстия в пленке, размещенные на сплошных частях волновода входной и выходной преобразователи магнитостатических волн (микрополосковые антенны), источник внешнего магнитного поля

с направлением по касательной к микроволноводу, зону локального изменения магнитного поля.

Управление сигналом в устройстве осуществляется следующим образом: немного изменяя величину магнитного поля в верхнем плече интерферометра путем его нагрева, получаем изменение длины волны в этой области и определенную разность фаз между волнами из верхнего и нижнего плеч в правой части интерферометра, что приводит к деструктивной интерференции волн и уменьшению амплитуды сигнала на выходе.

Решалась задача микромагнитного моделирования распространения спиновой волны в управляемом ЖИГ-интерферометре путем численного решения уравнения Ландау-Лифшица методом конечных разностей. На основе полученных данных были подобраны подходящие геометрические размеры и параметры структуры, определен диапазон изменения величины управляющего параметра и его значение, необходимое для минимальной амплитуды сигнала на выходе.

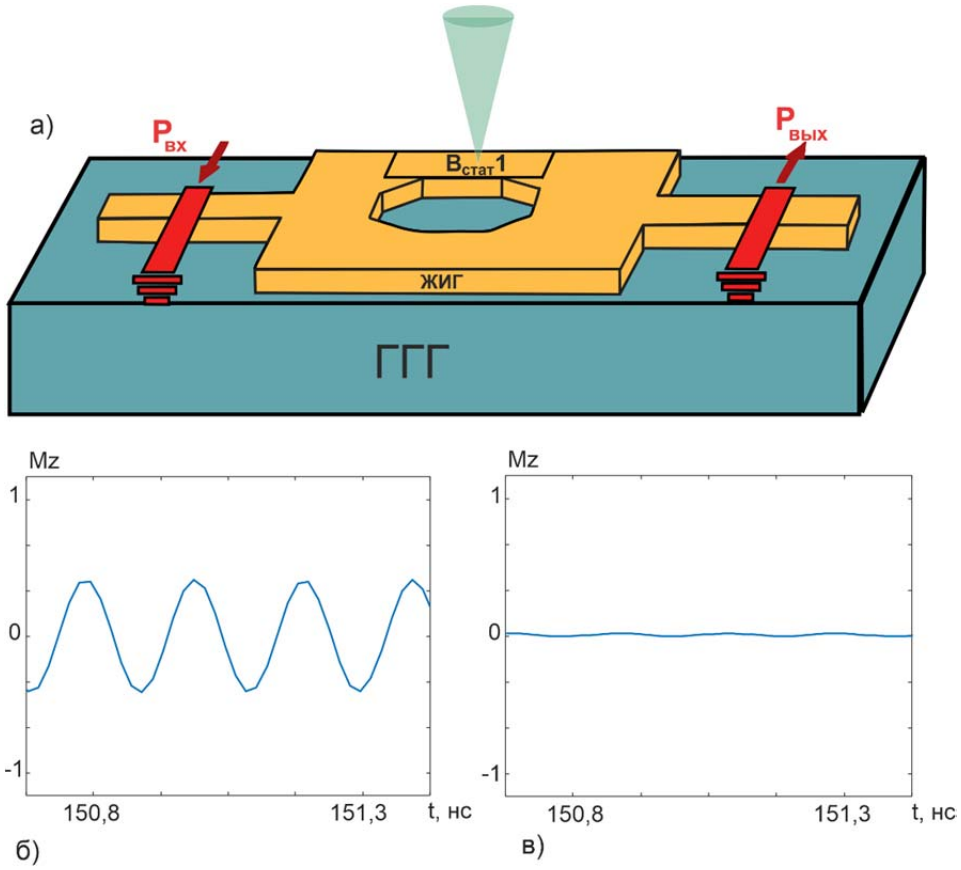


Рисунок. а) Схема интерферометра Маха-Цендера с управляющим элементом $B_{стат}1$. б) Сигнал на выходе при $B_{стат}1 = 0$ в) Сигнал на выходе при $B_{стат}1 = 10$ Э

Работа выполнена при поддержке РНФ (20-79-10191)

Список использованных источников:

1. Chumak, A., Serga, A. & Hillebrands, B. Magnon transistor for all-magnon data processing // Nat. Commun. – 2014. – Vol. 5. – P. 4700

2. Lee K.S., Kim S.K. // J. Appl. Phys. – 2008. – Vol. 104. N 5. – P. 053909.

УДК 538.9

ВОЗБУЖДЕНИЕ СПИНОВОГО ТОКА ЧЕРЕЗ ГРАНИЦУ ПЛАТИНА/ЖЕЛЕЗО ИТТРИЕВЫЙ ГРАНАТ СПИН-ВОЛНОВЫМ РЕЗОНАНСОМ

Константинян К.И.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Овсянников Г.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Станкевич К.Л.

младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Шайхулов Т.А.

младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Шмаков В.А.

инженер ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Климов А.А.

к.ф.-м.н., доцент Российского технологического университета - МИРЭА

Аннотация. *Исследованы спектры спинового тока в гетероструктуре $Pt/Y_3Fe_5O_{12}$, вызванного СВЧ воздействием на $Y_3Fe_5O_{12}$ пленку и обратным спиновым эффектом Холла. Измерения проводились при вариации мощности СВЧ воздействия 0.2 – 50 мВт и частоты 2.5–10 ГГц в температурном диапазоне T=77 – 300 K. Обнаружено, что при увеличении мощности СВЧ воздействия на частотах f =2 – 3 ГГц амплитуда спинового тока, вызванная спин-волновым резонансом поверхностных спиновых волн, становится сравнима с вкладом от однородного ферромагнитного резонанса.*

Ключевые: *спиновый ток, гетероструктуры, спин-волновой резонанс.*

EXCITATION OF A SPIN CURRENT AT THE INTERFACE OF THE PLATINUM/ IRON YTTRIUM GARNET HETEROSTRUCTURE BY SPIN WAVE RESONANCE

Constantinian K.Y.

PhD, senior researcher, Kotelnikov IRE RAS

Ovsyannikov G.A.

Dr.Sc. chief researcher, Kotelnikov IRE RAS

Stankevich K.L.

junior researcher Kotelnikov IRE RAS

Shaikhulov T.A.

junior researcher, Kotelnikov IRE RAS

Shmakov V.A.

engineer, Kotelnikov IRE RAS

Klimov A.A.

PhD, docent Russian Technological University - MIREA

Abstract. *The spectra of the spin current in the $Pt/Y_3Fe_5O_{12}$ heterostructure, caused by the microwave action on the $Y_3Fe_5O_{12}$ film and the inverse spin Hall effect, have been investigated. The measurements were carried out with a variation of microwave power within 20 ⎾W – 50 mW at frequencies 2.5 – 10 GHz in the temperature range T = 77 – 300 K. It was found that with an increase of the microwave power at frequencies f = 2 – 3 GHz, the amplitude of the spin current caused by spin-wave resonances by surface spin waves becomes comparable to the contribution from uniform ferromagnetic resonance.*

Keywords: *spin current, heterostructures, spin-wave resonance.*

Известно, что при воздействии СВЧ сигнала на ферромагнетик в режиме ферромагнитного резонанса (FMR) через границу ферромагнетик/нормальный металл протекает чисто спиновый ток I_S, который может быть регистрироваться с помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) в виде зарядового тока I_Q на нормальном металле с сопротивлением R, $I_S \sim I_Q R = V_Q$ [1-2]. В гетероструктурах платина/железо иттриевый гранат (Pt/YIG) наряду с FMR (волновой вектор k=0) спиновый ток может быть вызван спин-волновыми резонансами (SWR) с $k \neq 0$ [3-5]. В данном сообщении приведены результаты измерений на пленке Pt $V_Q(H)$, характеризующих спектральную линию спинового тока, протекающего через границу $Pt/Y_3Fe_5O_{12}$.

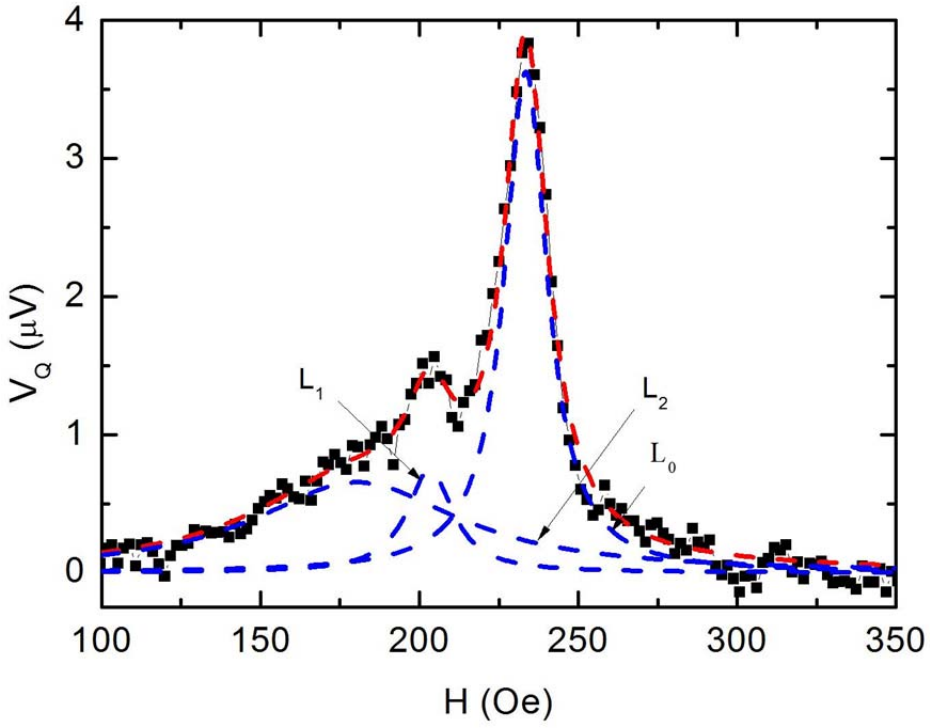


Рис.1. Зависимость $V_Q(H)$, T=120 K, f=2.1 ГГц, P_{in}=2 мВт. *Эксперимент – квадраты, сплошная красная линия – сумма трех линий Лоренца L_i, (i=0,1,2), показанных пунктиром.*

С увеличением мощности СВЧ воздействия P_{in} форма спектральной линии $V_Q(H)$ претерпевает искажение и отличается по форме от линии Лоренца. Из рис. 1 следует, что зависимость $V_Q(H)$ асимметрична относительно максимума. Достаточно хорошее соответствие формы спектра достигается при аппроксимации суммой трех линий Лоренца L_i с i=0, 1, 2 показанных пунктирами на рис. 1. Заметим, появление в спектре $V_Q(H)$ боковых линий обусловлено возникновением SWR: при $H_i < H_0$ поверхностными (MSSW), а при $H_i > H_0$ объемными (BVSW) спиновыми волнами [3-5]. Из приведенного рисунка видно, что в данном случае искажение спектра спинового тока обусловлено SWR поверхностных волн.

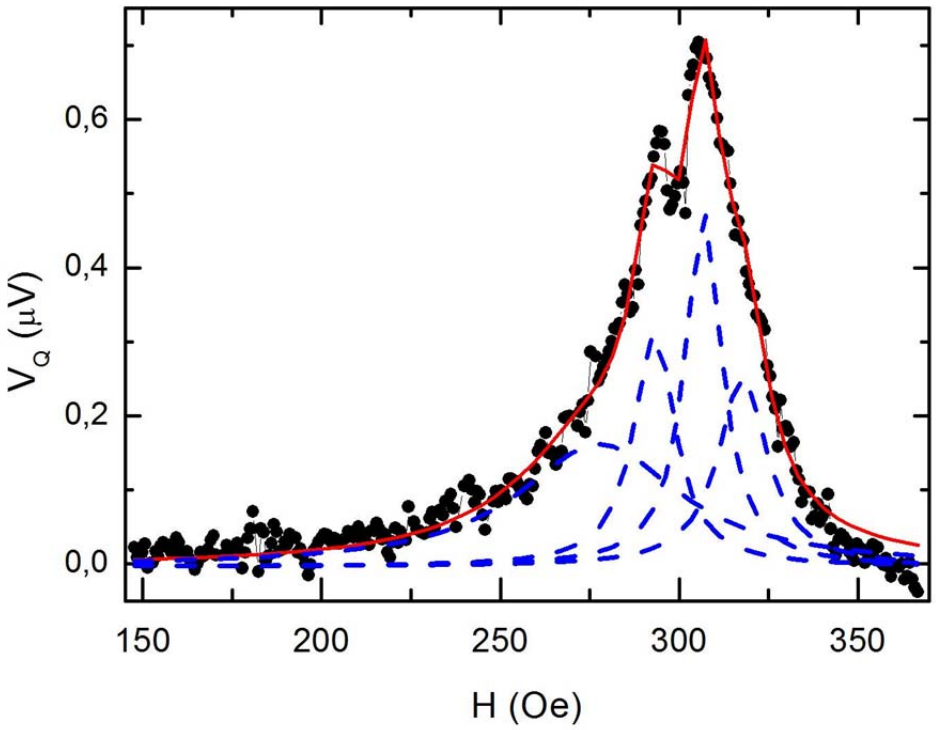


Рис.2. Зависимости $V_Q(H)$ при T=300 K, f=2.1 ГГц при выходной мощности СВЧ воздействия 10 мВт, аппроксимация четырьмя линиями Лоренца.

При дальнейшем увеличении СВЧ воздействия P_{in} вклад линий, обусловленных MSSW, возрастает, а также обнаруживаются компоненты от BVSW. На рис.2 приведена зависимость $V_Q(H)$, которую удается описать совокупностью четырех линий Лоренца. Из рис. 2 следует, что для P_{in} =10 мВт помимо L_0 с H_0= 306 Э и $\otimes H$= 12±1.4 Э, есть две компоненты от MSSW L_1 с H_1=293 Э и $\otimes H$= 14±2 Э, L_2 с H_2= 277 Э и $\otimes H_2$= 55±7 Э, а также линия L_1^* от BVSW с H_1^*= 317 Э и $\otimes H_1^*$= 16±2 Э. Заметим, аппроксимация только лишь линиями Лоренца дает достаточно хорошее совпадение с экспериментом, но не учитывает вклад дисперсионной (асимметричной) составляющей FMR [6].

На рис. 3. приведены две зависимости параметра A, пропорционального произведению амплитуды пика спинового тока на ширину линии. Зависимость, обозначенная L, соответствует аппроксимации всей кривой одной линией Лоренца (см. вставку на рис.3), а зависимость L_0 соответствует значению A линии Лоренца с i=0 при разложении спектра на составляющие (см. рисунки 1 и 2). Видно, что зависимости L и L_0 расходятся при P_{in} ≈10 мВт. Такое поведение амплитуды спинового тока свидетельствует о перераспределении мощности накачки спинового тока от FMR к SWR с увеличением мощности СВЧ воздействия, охватывая все более широкий интервал полей H, где наблюдается генерация спинового тока.

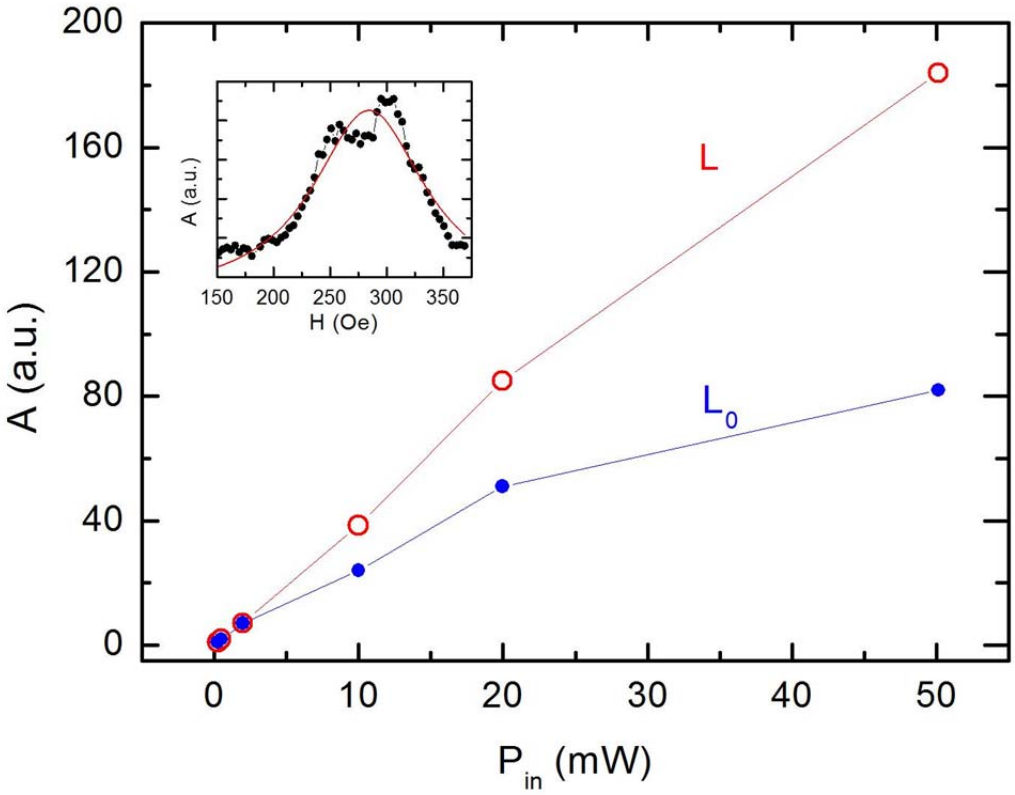


Рис.3. Зависимости от мощности СВЧ воздействия амплитуды линии Лоренца FMR компоненты L_0 и амплитуды L, полученной аппроксимацией $V_Q(H)$ одной линией (см. вставку, P_{in}=50 мВт).

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проектами РФФИ 18-57-16001, 19-07-00143).

Список использованных источников:

1. Saitoh E., Ueda M., Miyajima H., Tatara G. Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect / Applied Physics Letters – v. 88. – 2006. –182509 (pp. 1-3).
2. Tserkovnyak Y., Brataas A., W Bauer G.E. Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films / Physical Review Letter –v. 88. – 2002 – 117601 (pp. 1-4).
3. Sandweg C. W., Kajiwara Y., Ando K., Saitoh E., Hillebrands B. Enhancement of the spin pumping efficiency by spin wave mode selection / Applied Physics Letters –v. 97. –2010 –252504 (pp. 1-3).
4. Rezende S.M., Rodríguez-Suárez R. L., Soares M.M., Vilela-Leão L.H., Ley Domínguez D., Azevedo A. Enhanced spin pumping damping in yttrium iron garnet/Pt bilayers / Applied Physics Letters – v. 102. – 2013 – 012402. (pp. 1-4).
5. Dushenko S., Higuchi Y., Yuichiro A., Teruya Sh., Masashi Sh. / Applied Physics Express – v. 8 – 2015 – 103002 (pp. 1-4).
6. Harder M., Cao Z.X., Gui Y.S., Fan X.L, and Hu C.-M. Analysis of the line shape of electrically detected ferromagnetic resonance / Physical Review B – v. 84. – 2011 – 054423 (pp. 1-12).

УДК 537.9

НЕВЗАИМНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С ЭКРАНОМ

Кузнецов М.А.

м.н.с., Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

Фраерман А.А.

д.ф.-м.н., зав. отделом магнитных наноструктур (150), Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

Аннотация. *В настоящей работе определен спектр спиновых волн в ферромагнитной пленке с парамагнитным экраном. Спектр имеет невзаимный характер вследствие межслойного магнитостатического взаимодействия пленки и экрана. Энергия этого взаимодействия подобна поверхностной энергии Дзялошинского-Мории. Температурная чувствительность восприимчивости экрана позволяет управлять эффективным взаимодействием Дзялошинского-Мории посредством изменения температуры системы, что может быть полезным для приложений.*

Ключевые слова: *невзаимные спиновые волны, ферромагнетик, парамагнетик, магнитостатическое взаимодействие, поверхностное взаимодействие Дзялошинского-Мории*

NONRECIPROCAL SPIN WAVES IN A FERROMAGNETIC FILM WITH A SCREEN

Kuznetsov M.A.

Junior Researcher, Institute for Physics of Microstructures RAS — Branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution «Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences»

Fraerman A.A.

Dr.Sc, Head of the Department of Magnetic Nanostructures (150), Institute for Physics of Microstructures RAS — Branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution «Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences»

Annotation. *In this work, the spectrum of spin waves in a ferromagnetic film with a paramagnetic screen is determined. The spectrum is nonreciprocal due to the interlayer magnetostatic interaction between the film and the screen. The energy of this interaction is similar to the energy of interfacial Dzyaloshinsky-Moriya interaction. The thermal sensitivity of the screen susceptibility allows the effective interaction of the Dzyaloshinsky-Moriya to be controlled by varying the temperature of the system, which can be useful for applications.*

Keywords: *nonreciprocal spin waves, ferromagnet, paramagnet, magnetostatic interaction, interfacial Dzyaloshinsky-Moriya interaction*

Известно, что в магнитных системах с нарушением киральной симметрии спиновые волны должны обладать свойством невзаимности, т.е. зависимостью их характеристик от направления распространения — вдоль или против выделенной оси. Такое свойство спиновых волн может быть полезно для создания спин-волновых логических устройств [1, 2]. Нарушение киральной симметрии можно вызвать, например, поверхностным взаимодействия Дзялошинского-Мории (ДМ) на границе раздела ферромагнитной пленки и нормального металла. Так, в работе [1] для геометрии Даймона-Эшбаха [3] в такой системе рассчитаны характеристики невзаимных спиновых волн. В литературе описан и чисто магнитостатический механизм снятия кирального вырождения в ферромагнитной пленке, взаимодействующей с парамагнитным или сверхпроводящим экранами [4-6]. В работах [7-8] были исследованы невзаимные свойства спиновых волн в этих системах. Однако, в настоящий момент нет теории, учитывающей температурную чувствительность экранов, которая должна значительно влиять на свойства спиновых волн.

В настоящей работе в рамках магнитостатического подхода произведено теоретическое исследование спектра спиновых волн в системе «сильный»/«слабый» ферромагнетик. Здесь под «слабым» ферромагнетиком (далее — экран) понимается ферромагнетик со значительной меньшей температурой Кюри T_c, чем у «сильного» ферромагнетика (далее — пленка). Мы считали, что экран находится в парамагнитной фазе. Было показано, что магнитостатическое взаимодействие пленки и экрана приводит к возникновению в энергии пленки слагаемого, аналогичного поверхностному взаимодействию ДМ. Это слагаемое чувствительно к изменению восприимчивости экрана (температуры системы). Таким образом, возникает возможность управления невзаимностью спиновых волн посредством изменения температуры системы, что может быть полезным для приложений. Необходимость рассмотрения экрана из «слабого» ферромагнетика вместо парамагнитного связана с малостью восприимчивости нормальных металлов по сравнению с восприимчивостью ферромагнетиков, которая неограниченно возрастает при приближении к точке Кюри.

Рассматриваемая система изображена на рис. 1. Пусть ось z декартовой системы координат по направлению совпадает с нормалью к плоскостям слоев. Пленка занимает область $0 < z < h$, а экран — полупространство $z < 0$. Внешнее магнитное поле $\boldsymbol{H}_{\text{ext}}$ параллельно направлению оси x. Свободную энергию системы F можно написать в следующем виде:

$$F = F_0 + F_- + F_+, \tag{1}$$

$$F_0 = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{0}^{h}\left(\frac{L_0^2}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{1}{2}KM_z^2 - \boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}_{\text{ext}} + \boldsymbol{H}_0) - \frac{\boldsymbol{H}_0^2}{8\pi}\right)d\boldsymbol{\rho}dz, \tag{2}$$

$$F_- = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{0}\left(\frac{l_0^2}{2}\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2\chi}\boldsymbol{m}^2 - \boldsymbol{m}\boldsymbol{H}_- - \frac{\boldsymbol{H}_-^2}{8\pi}\right)d\boldsymbol{\rho}dz, \tag{3}$$

$$F_+ = -\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{h}^{+\infty}\frac{\boldsymbol{H}_+^2}{8\pi}d\boldsymbol{\rho}dz. \tag{4}$$

Здесь $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{m}$ – намагниченности пленки и экрана соответственно, $K > 0$ – постоянная магнитной анизотропии (легкая ось – z), $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ – двумерный координатный вектор,

$\chi = C/(T - T_c)$ – восприимчивость экрана, а C – постоянная Кюри. Первые слагаемые в F_0 и F_- описывают обменное взаимодействие в пленке и подложке, характеризуемое постоянными L_0 и l_0 соответственно. $\boldsymbol{H}_-(z<0)$, $\boldsymbol{H}_0(0<z<h)$ и $\boldsymbol{H}_+(z>h)$ – напряженности магнитостатических полей, индуцированных намагниченностями пленки и подложки совместно. Мы будем считать пленку тонкой, т.е. $h \ll L_0$. Выполнение этого условия позволяет пренебречь зависимостью намагниченности $\boldsymbol{M}$ от поперечной координаты z.

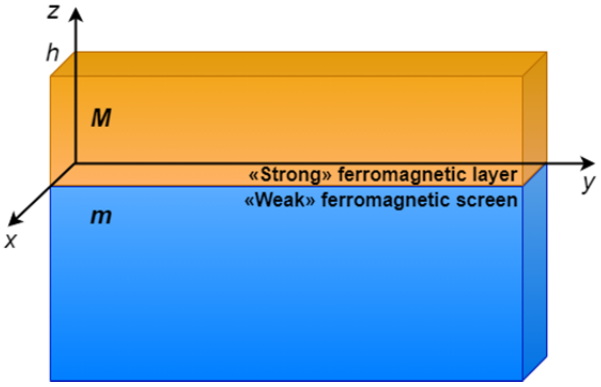


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой системы

Свободную энергию (1) можно привести к более простому виду

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{0}^{h}\left(\frac{L_0^2}{2}\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{1}{2}KM_z^2 - \boldsymbol{M}\left(\boldsymbol{H}_{\text{ext}} + \frac{\boldsymbol{H}_0}{2}\right)\right)d\boldsymbol{\rho}dz. \quad (5)$$

Мы видим, что вся роль экрана сводится лишь к возмущению магнитостатического поля $\boldsymbol{H}_0$ внутри пленки. Это обстоятельство позволяет решать динамическую задачу о распространении спиновых волн в пленке, находящейся под действием эффективного поля

$$\boldsymbol{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta \boldsymbol{M}} = \boldsymbol{H}_{\text{ext}} + KM_z\boldsymbol{e}_z + L_0^2\Delta\boldsymbol{M} + \boldsymbol{H}_0, \quad (6)$$

входящего в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t} = -\gamma\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M}\boldsymbol{M}\times\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t}, \quad (7)$$

где $\gamma > 0$ — гиромагнитное отношение, α — параметр диссипации. Можно показать, что магнитостатическое взаимодействие пленки и подложки подобно поверхностному взаимодействию ДМ с эффективной постоянной ДМ, которая при $ql_0/2\sqrt{\pi} \ll 1$, $ql_0\sqrt{\chi} \ll 1$, $4\pi\chi \gg 1$ и $qh \ll 1$ имеет вид

$$D_{\text{eff}} = -\pi h M_s^2, \quad (8)$$

где q — модуль волнового вектора.

На рис. 2 (a) и (b) изображены дисперсионные зависимости действительной ω' и мнимой ω'' частей спектра $\omega(\boldsymbol{q})$ спиновых волн для следующих параметров: $h = 3\cdot10^{-7}$ см, $M_s = 800$ эрг $\cdot$ Гс$^{-1}\cdot$ см$^{-3}$, $L_0 = 20\cdot10^{-7}$ см, $H_{\text{ext}}^0 = 800$ Э, $K = 0$, $q_x = 0$, $\alpha = 0.01$. Величины M_s и L_0 соответствуют пермаллою $Ni_{80}Fe_{20}$. Мы можем видеть, что при $\chi = 0$ волны взаимны, т.е. $\omega(+\boldsymbol{q}) = \omega(-\boldsymbol{q})$. В этом случае ω не зависит от l_0. При $\chi \neq 0$ спектр становится невзаимным, а частоты волн зависят от направления распространения. На рис. 3 (a) и (b) изображены зависимости $\Delta f(\boldsymbol{q}) = \big(\omega(-\boldsymbol{q}) - \omega(+\boldsymbol{q})\big)/2\pi$ и D_{eff} от q_y при различных χ и l_0.

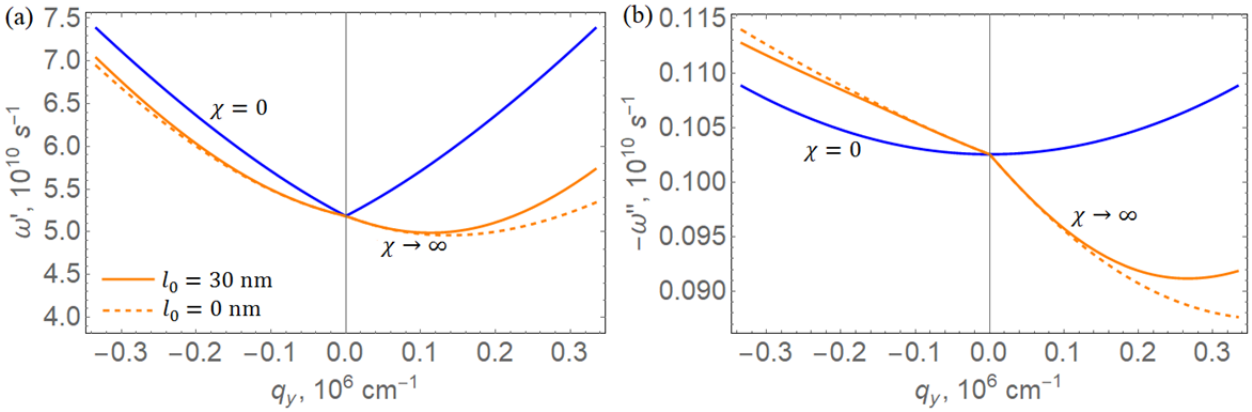


Рис. 2. Дисперсионные зависимости (a) $\omega'(\boldsymbol{q})$ и (b) $\omega''(\boldsymbol{q})$. Сплошные синие линии соответствуют случаю $\chi = 0$. Оранжевые линии соответствуют $T = T_c$ ($\chi \to \infty$) при $l_0 = 0$ (пунктирные линии) и $l_0 = 30$ нм (сплошные линии)

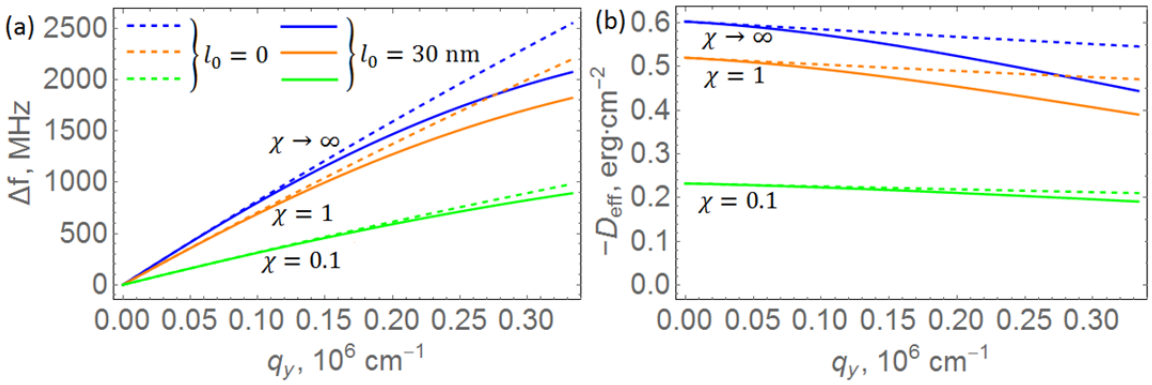


Рис. 3. Зависимости эффективной постоянной ДМ D_{eff} (a) и частотного сдвига Δf (b) от y-компоненты волнового вектора q_y при различных величинах восприимчивости экрана (температуры системы)

Список использованных источников:

1. J.-H. Moon, S.-M. Seo, K.-J. Lee et al, Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction//Phys. Rev. B. – 2013 – **88** –184404
2. M. Jamali, J.H. Kwon, S.-M. Seo et al, Spin wave nonreciprocity for logic device applications//Sci. Rep. –2013– **3** –3160
3. R.W. Damon and J.R. Eshbach, Magnetostatic modes of a ferromagnet slab//J. Phys. Chem. Solids –1961–**19**– 308.
4. И.М. Нефедов, А.А. Фраерман, И.А. Шерешевский, Магнитостатический механизм управления киральностью распределения намагниченности// ФТТ –2016 – **58**
5. А.А. Фраерман, К.Р. Мухаматчин, Киральная неустойчивость однородного состояния ферромагнитной пленки на магнитной подложке//ЖЭТФ – 2020 –**158**, 1109.
6. К.Р. Мухаматчин, А.А. Фраерман, Неколлинеарные состояния в цепочке однодоменных ферромагнитных частиц// Письма в ЖЭТФ –2011– **93** – 797.
7. I.A. Golovchanskiy, N.N. Abramov, V.S. Stolyarov et al, Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor//J. Appl. Phys. –2018 – **124** – 233903.
8. R.A. Gallardo, T. Schneider, A.K. Chaurasiya et al, Reconfigurable spin-wave nonreciprocity induced by dipolar interaction in a coupled ferromagnetic bilayer//Phys. Rev. Applied –2019 – **12** – 034012.

УДК: 537.624; 537.632

ИЗМЕРЕНИЕ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СПИНОВЫХ ВОЛН С ВЫСОКОЙ ТОЧНОСТЬЮ НА ОСНОВЕ ФУРЬЕ-АНАЛИЗА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИХ КОМПЛЕКСНОЙ АМПЛИТУДЫ

Герус С.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Локк Э.Г.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник,
зав. лаборатории исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Анненков А.Ю.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Аннотация. *Установлено, что использование магнитной системы, намагничивающей ферритовую пленку высокооднородным магнитным полем, значительно увеличивает точность измерения волнового числа спиновых волн при проведении Фурье-анализа распределения их комплексной амплитуды. В результате, обнаружено расщепление первой моды обратной объемной спиновой волны на моды-сателлиты, возбуждающиеся в ферритовой плёнке из-за наличия в ней нескольких слоев с близкими магнитными параметрами.*

Ключевые слова: *высокооднородное магнитное поле, Фурье-анализ распределения комплексной амплитуды волн, обратная объемная спиновая волна, моды-сателлиты*

HIGH ACCURACY MEASUREMENT OF THE DISPERSION CHARACTERISTICS OF SPIN WAVES BASED ON FOURIER ANALYSIS OF THEIR COMPLEX AMPLITUDE DISTRIBUTION

Gerus S.V.

Dr.Sc., Leading Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annenkov A.Yu.

Ph. D., Senior Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annotation. *It is found that the use of a magnetic system magnetizing a ferrite film with a highly uniform magnetic field significantly increases the measurement accuracy of wave number of spin waves when performing a Fourier analysis of their complex amplitude distribution. As a result, it was found the splitting of the first mode of the backward volume spin wave into satellite modes, which are excited in the ferrite film due to the presence of several layers with similar magnetic parameters.*

Keywords: *highly uniform magnetic field, Fourier analysis of the complex wave amplitude distribution, backward volume spin wave, satellite modes*

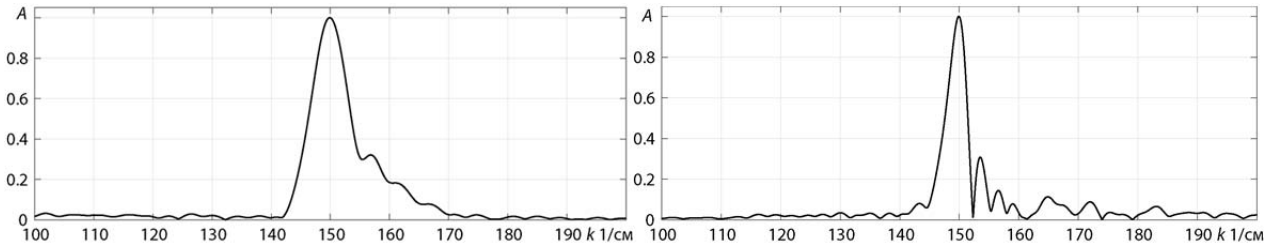
Для динамичного развития спин-волновой электроники (или магноники) необходимо как совершенствование уже известных методов исследования спиновых волн (СВ), так и дальнейшие исследования их характеристик в новых ферритовых структурах и метаматериалах. В настоящее время эксперименты по измерению характеристик СВ проводятся, как правило, методом бриллюэновского рассеяния света на СВ (см., например, [1]) или методом СВЧ зондирования [2, 3], которые позволяют получить визуализированные картины, описывающие распределение амплитуды и фазы СВ в плоскости исследуемой ферритовой структуры. Поскольку при использовании этих методов вблизи исследуемой структуры должны размещаться измерительные датчики, подвижные зонды и т.п., то структуру помещают между полюсами стационарного двухполюсного магнита либо электромагнита, где магнитное поле можно считать однородным в небольшой пространственной области. В ряде экспериментов необходимо обеспечить постоянство вектора $\mathbf{H_0}$ (от которого зависят параметры сред, структур и распространяющихся в них СВ) во всём объёме исследуемого образца. Поэтому существенное увеличение области пространства, в которой поле $\mathbf{H_0}$ можно считать однородным, а образец, помещённый внутри этой области, – однородно намагниченным, позволит существенно улучшить точность измерения как характеристик СВ, так и параметров самой среды или структуры. В частности, для точного измерения волнового числа СВ область пространства, в которой магнитное поле можно считать однородным должна превышать длину СВ хотя бы на 1–2 порядка. То есть, если длины волн дипольных СВ лежит в пределах 100 мкм – 5 мм, то для их точного измерения (или измерения волновых чисел СВ) необходимо иметь однородно намагниченную область пространства не менее 50 × 50 мм^2. Магнитная система, создающая однородно намагниченную область пространства такого порядка [4, 5], была недавно разработана. Некоторые результаты, полученные при использовании этой магнитной системы в установке по исследованию СВ методом СВЧ зондирования, представлены ниже.

Напомним, что метод СВЧ зондирования позволяет получать распределение амплитуды и фазы СВ в плоскости ферритовой пластины для различных геометрий возбуждения либо дифракции СВ [3]. Последующий Фурье-анализ полученного распределения даёт информацию о величине волнового вектора **k**, являющегося важнейшей характеристикой СВ. Очевидно, что чем длиннее отрезок, на котором производится Фурье-анализ, тем с большей точностью можно измерить величину k при условии, что исследуемая среда или структура однородна и однородно намагничена.

В качестве примера рассмотрим результаты двух экспериментов по измерению дисперсионных зависимостей первой моды обратной объёмной СВ (ООСВ). В первом эксперименте использовалась магнитная система с невысокой однородностью магнитного поля $\mathbf{H_0}$, а во втором – магнитная система с высокой однородностью $\mathbf{H_0}$ (подробнее см. [4, 5]), причем в первом случае протяжённость однородной области поля ΔS вдоль вектора $\mathbf{H_0}$ была примерно в 3 раза больше, чем во втором. В обоих экспериментах ООСВ определённой частоты возбуждалась в касательно намагниченной ферритовой плёнке ЖИГ, имеющей толщину 40 мкм и намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 1750$ Гс. ООСВ распространялась вдоль оси z, параллельной полю $\mathbf{H_0}$, и регистрировалась приёмным преобразователем,

перемещающимся вдоль этой же оси, так что получалась зависимость комплексной амплитуды ООСВ от координаты z. В результате Фурье анализа этого распределения амплитуды для обоих экспериментов были получены зависимости Фурье амплитуды A от волнового числа k (рис. 1). Положение максимумов на этих зависимостях позволяет определить волновые числа мод СВ, распространяющихся вдоль оси z на данной частоте.

Типичная зависимость $A(k)$, полученная в результате Фурье анализа вдоль оси z для первого эксперимента, показана на рис. 1а. Поскольку в этом эксперименте однородность поля H_0 была невысока (величина H_0 изменялась вдоль оси z в пределах 1% лишь на расстоянии ~ 25 мм^2, а за его пределами изменялась с градиентом ~ 0.7 – 1.5 Э/мм), то точность измерения основного пика, соответствующего волновому числу k = 150 см$^{-1}$, составила $\Delta k = 5.5$ см$^{-1}$ по уровню 0.5. Кроме того, на рис. 1а видно, что кроме основного пика намечаются ещё дополнительные пики, однако из-за невысокой однородности H_0 выполненный Фурье-анализ не позволяет в полной мере проявиться этим пикам.



а) б)

Рис. 1. Зависимости Фурье амплитуды A от волнового числа k, полученные в результате Фурье анализа измеренных зависимостей комплексной амплитуды OOCB_1 *вдоль оси z при использовании магнитной системы с невысокой (а) и с высокой (б) однородностью магнитного поля* $\mathbf{H_0}$.

Для второго эксперимента, выполненного при высокой однородности поля $\mathbf{H_0}$ (в этом случае величина H_0 изменялась вдоль оси z в пределах 1% на расстоянии 82 мм), типичная зависимость $A(k)$, полученная в результате Фурье анализа вдоль оси z, показана на рис. 1б. В этом эксперименте, точность измерения основного пика, соответствующего k = 150 см$^{-1}$, составила $\Delta k = 3.1$ см$^{-1}$ по уровню 0.5, т.е., почти в два раза выше, чем в первом эксперименте. Благодаря высокой однородности поля $\mathbf{H_0}$ на рис. 1б проявились и дополнительные пики, свидетельствующие о существовании дополнительных мод ООСВ с волновыми числами, близкими к основному пику. Можно предположить, что эти моды появились из-за стратификации ферритового образца в процессе его роста и образовании нескольких слоёв с близкими параметрами, например, намагниченности насыщения или ростовой анизотропии.

Измеряя положение пиков для всех волновых чисел при разных значениях частоты F, можно построить дисперсионную зависимость СВ, часть которой, измеренная для указанной плёнки ЖИГ при H_0 = 500 Э, представлена на рис. 2. Дополнительные моды, проявившиеся на рис. 1б в виде Фурье пиков, на рис. 2 образуют несколько близко расположенных кривых. Более того, в интервале малых волновых чисел $0 < k <$ ~ 25 см$^{-1}$ на рис. 2 можно видеть ещё и дисперсионные кривые, которых нет в области более высоких значений k. Это явление, по-видимому, обусловлено взаимодействием волновых мод ООСВ в пленках ЖИГ, выращенных на противоположных поверхностях подложки толщиной 0.5 мм (аналогичный эффект для поверхностных СВ описан ранее в [2]). Поскольку дисперсионная зависимость СВ, распространяющейся во второй плёнке, также состоит из нескольких кривых (рис. 2), то и эта пленка, по-видимому, состоит из нескольких слоёв.

С физической точки зрения все описанные выше явления связаны с расщеплением

первой моды ООСВ ($ООСВ_1$) на моды-сателлиты, то есть распределение всех сателлитов по толщине ферритовой плёнки описывает нечётная центрально-симметричная относительно середины пленки функция (см., например, кривую *1* на рис. 2а в [6]). Расщепление $ООСВ_1$ на сателлиты, возникшее из-за наличия в плёнке нескольких слоев с близкими магнитными параметрами, экспериментально удалось наблюдать благодаря использованию высокооднородного магнитного поля $\mathbf{H_0}$. Обнаруженный эффект расщепления мод СВ может использоваться на практике для контроля за качеством выращиваемых ферритовых пленок. Отметим, что при использовании магнитной системы с невысокой однородностью поля $\mathbf{H_0}$, дисперсионные кривые сателлитов, изображенные на рис. 2, различить практически не удаётся, и дисперсионная зависимость $ООСВ_1$ $f(k)$ выглядит как одна сплошная линия.

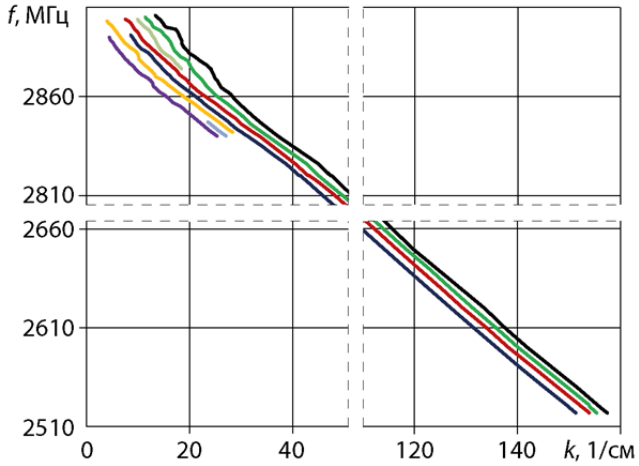


Рис. 2. Дисперсионные зависимости f(k) мод-сателлитов, на которые расщепляется первая мода обратной объемной СВ в высокооднородном магнитном поле из-за существования в ферритовой плёнке нескольких слоев с близкими магнитными параметрами.

Таким образом, анализ результатов двух экспериментов, описанных выше, позволяет сделать вывод, что для точного измерения дисперсионных характеристик СВ в ферритовых пленках, многослойных ферритовых структурах и метаматериалах необходимо использовать в экспериментальной установке высокооднородное магнитное поле.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014.

Список использованных источников:

1. Sadovnikov A.V. et al. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide // Phys. Rev. B – 2017 – V. 96 – P. 060401-1 – 060401-6.
2. Анненков А.Ю., Герус С.В. Исследование распределения поверхностных магнитостатических волн путем сканирования поверхности ферритовой пластины // Радиотехника и электроника – 2012 – Т. 57 – № 5 – с. 572-577.
3. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirectional beam of surface spin wave // EPL (EuroPhysics Letters) – 2018 – V. 123 – №4 - P.44003-p1 – 44003-p7.
4. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. Магнитная система, создающая высокооднородное магнитное поле между полюсами двухполюсного магнита // Новое в магнетизме и магнитных материалах: труды XXIV Международной конференции – Москва, 2021.
5. Герус С.В., Локк Э.Г., Анненков А.Ю. Влияние однородности магнитного поля, намагничивающего ферритовую плёнку, на точность измерения характеристик спиновых волн // Радиотехника и электроника – 2021 – Т. 66 – в печати.
6. Локк Э.Г. Невзаимные свойства обратных спиновых волн // Радиотехника и электроника – 2020 – Т. 65 – № 3 – с. 267-276.

УДК: 537.624; 537.632

ОПИСАНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ БЕЗ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ

Локк Э.Г.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник,
зав. лаборатории исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Герус С.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Луговской А.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Аннотация. *Аналитически без магнитостатического приближения решена общая задача о распространении в произвольном направлении поверхностной спиновой волны в касательно намагниченной ферритовой пластине. В результате решения уравнений Максвелла получено линейное однородное дифференциальное уравнение четвёртого порядка, в соответствии с которым компоненты СВЧ поля этой волны, направленные вдоль постоянного внешнего магнитного поля, зависят от координаты, нормальной к поверхности пластины. Установлено, что распределение волны в поперечном сечении пластины описывают два волновых числа, значительно различающиеся по величине.*

Ключевые слова: *ферритовая пластина, поверхностная спиновая волна, распределение волны в сечении пластины*

DESCRIPTION OF SURFACE SPIN WAVES IN A FERRITE PLATE WITHOUT A MAGNETOSTATIC APPROXIMATION

Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Gerus S.V.

Dr.Sc., Leading Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Lugovskoy A.V.

Ph. D., Senior Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annotation. *The general problem of surface spin wave propagation in arbitrary direction in tangentially magnetized ferrite plate is solved analytically without magnetostatic approximation. As a result of solving Maxwell's equations, a linear homogeneous fourth-order differential equation was obtained, according to which the microwave field wave components directed along the constant external magnetic field depend on the coordinate normal to the plate surface. It is found that the wave distribution in the cross section of the ferrite plate is always described by two wave numbers, which differ significantly in magnitude.*

Keywords: *ferrite plate, surface spin wave, wave distribution in cross section of plate*

Дипольные спиновые волны (СВ), распространяющиеся в ферритовой пластине, традиционно исследуют в магнитостатическом приближении (МП), считая, что волновое число СВ $k >> k_0$ α $\sqrt{c}$ и поэтому для описания СВ можно пренебречь в уравнениях Максвелла членами, содержащими множители $\sqrt{c}$ [1]. Очевидно, что описание СВ без этого приближения позволило бы качественно изменить наши представления об их свойствах. Ниже такое описание представлено для поверхностных СВ (ПСВ), распространяющихся в *произвольном* направлении касательно намагниченной ферритовой пластины. Поскольку это описание математически громоздко, то ниже мы лишь кратко опишем полученные результаты.

Рассмотрим бесконечную ферритовую пластину *2* толщиной *s*, окруженную полупространствами вакуума *1* и *3*. Характеризуя электромагнитные поля в средах *1 – 3*, сопоставим им соответствующие индексы j = 1, 2 или 3. Пластина *2* намагничена до насыщения касательным однородным магнитным полем $\mathbf{H_0}$ и характеризуется диэлектрической проницаемостью ε_2 и тензором магнитной проницаемости $\boldsymbol{\mu_2}$, компоненты которого μ и ν характеризуются известными выражениями [2], а полупространства *1* и *3* имеют относительные диэлектрические и магнитные проницаемости ε_1, μ_1 и ε_3, μ_3. Будем искать решения системы уравнений Максвелла в ферритовой пластине в виде однородной плоской волны, распространяющейся в плоскости *yz* пластины и характеризующейся волновым вектором **k** [3]. То есть, в отличие от [4, 5], где сразу предлагалось искать решение в виде плоской волны ~ $\exp(-ik_x x - ik_y y - ik_z z)$, будем считать, что зависимость волны от координаты *x* (нормальной к плоскости пластины) определится в ходе решения уравнений Максвелла и что компоненты СВЧ электрического и магнитного полей **E** и **H** изменяются в ферритовой пластине по гармоническому закону

$$\begin{aligned} E_{xj,yj,zj} &= e_{xj,yj,zj}(x)\exp(-ik_y y - ik_z z) \\ H_{xj,yj,zj} &= h_{xj,yj,zj}(x)\exp(-ik_y y - ik_z z), \end{aligned} \tag{1}$$

где модуль вектора **k** и его компоненты k_y и k_z также связаны соотношениями $k_y = k\cos\varphi$, $k_z = k\sin\varphi$. Подставляя выражения (1) в уравнения Максвелла и решая их по аналогии с [3], можно свести их к дифференциальному уравнению относительно амплитуды e_{z2} (или h_{z2})

$$\frac{\partial^4 e_{z2}}{\partial x^4} + 2\eta\frac{\partial^2 e_{z2}}{\partial x^2} + \alpha e_{z2} = 0 \tag{2}$$

где

$$\eta = -k_0^2\left(F_\nu + F_g\right)/2 \tag{3}$$

$$\alpha = k_0^4 F_\nu F_g - \mu_{zz}\varepsilon_{zz}k_0^4 F_{\nu g}^2 \tag{4}$$

$$F_\nu = k^2/k_0^2 - \varepsilon_2\mu_\perp \tag{5}$$

$$F_g = k^2\left(\cos^2\varphi + (\mu_{zz}/\mu)\sin^2\varphi\right)/k_0^2 - \mu_{zz}\varepsilon_2 \tag{6}$$

$$F_{\nu g} = \nu k \sin\varphi/(\mu k_0) \tag{7}$$

Уравнению (2) соответствует следующее характеристическое уравнение, определяющее значения волнового числа k_{x2} внутри ферритовой пластины

$$k_{x2}^4 + 2\eta k_{x2}^2 + \alpha = 0 \tag{8}$$

Находя дискриминант уравнения (8) с учётом (3) и (4), найдем, что он всегда положителен

$$\eta^2 - \alpha = k_0^4\left[\left(F_\nu - F_g\right)^2/4 + \mu_{zz}\varepsilon_2 F_{\nu g}^2\right] > 0 \tag{9}$$

Характеристическое уравнение (14) имеет четыре простых (не кратных) корня

$$k_{x21} = \sqrt{-\eta - \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = k_0\sqrt{(F_\nu + F_g)/2 - \sqrt{\left(F_\nu - F_g\right)^2/4 + \mu_{zz}\varepsilon_2 F_{\nu g}^2}}\,, \tag{10}$$

$$k_{x22} = \sqrt{-\eta + \sqrt{\eta^2 - \alpha}} = k_0\sqrt{(F_\nu + F_g)/2 + \sqrt{\left(F_\nu - F_g\right)^2/4 + \mu_{zz}\varepsilon_2 F_{\nu g}^2}}\,, \tag{11}$$

причём $k_{x23} = -k_{x21}$, а $k_{x24} = -k_{x22}$. Отметим, что корни k_{x21} — k_{x24} не могут быть комплексными числами (так как всегда $\eta^2 - \alpha > 0$), а могут принимать только действительные или только мнимые значения. Ниже мы получим дисперсионное уравнение и выражения для компонент СВЧ поля для случая ПСВ, когда все корни k_{x21} — k_{x24} являются действительными числами, а общее решение дифференциального уравнения (2) имеет вид

$$e_{z2} = A\exp(k_{x21}x) + B\exp(-k_{x21}x) + C\exp(k_{x22}x) + D\exp(-k_{x22}x) \tag{12}$$

где A, B, C и D – постоянные коэффициенты. Подставляя выражения (1) в уравнения Максвелла, производя дифференцирование и решив полученную систему уравнений, можно записать зависящие от x выражения для всех компонент СВЧ поля через амплитуду e_{z2} с учётом (12) (см. выражения (22) – (40) в [6]). Точно также можно получить выражения для всех компонент СВЧ поля волны в средах *1* и *3*. Удовлетворяя условиям непрерывности тангенциальных компонент E_y, E_z, H_y и H_z при $x = 0$ и $x = s$, составим систему из восьми уравнений, после упрощения которой получим четыре уравнения для коэффициентов A, B, C и D:

$$\begin{cases} d_{11}A + d_{12}B + d_{13}C + d_{14}D = 0 \\ d_{21}A + d_{22}B + d_{23}C + d_{24}D = 0 \\ d_{31}A + d_{32}B + d_{33}C + d_{34}D = 0 \\ d_{41}A + d_{42}B + d_{43}C + d_{44}D = 0 \end{cases}. \tag{13}$$

Итак, дисперсионное уравнение для ПСВ в ферритовой пластине представляет собой определитель четвертого порядка для системы однородных уравнений (13), коэффициенты которой d_{11} — d_{44} определяются выражениями (58) – (73) в [6]. Подчеркнём, что основное отличие полученного описания СВ от прежних описаний с использованием МП [1] и без него [4, 5], заключается в том, что *распределение волны внутри ферритовой пластины вдоль координаты x описывают*, *два волновых числа* – k_{x21} и k_{x22}!

Продемонстрируем, как это отражается на характеристиках ПСВ. На рис. 1а представлены изочастотные зависимости ПСВ для различных частот, причём красные кривые *1 – 5* рассчитаны на основе изложенного выше описания СВ, а чёрные кривые *1′ – 5′* – рассчитаны при МП. На рис. 1б показаны зависимости волновых чисел k_{x21} (голубые кривые *1 – 4*), k_{x22} (красные кривые *1′ – 4′*) и k_{x2ms} (чёрные кривые *1″ – 4″*, рассчитанные при

МП) от угла φ, задающего ориентацию волнового вектора **k**. Расчёты выполнены при H_0 = 300 Э, $4\pi M_0$ = 1750 Гс, s = 40 мкм. Как видно из рис. 1б, при углах φ, близких к углам отсечки вектора **k**, зависимости $k_{x2ms}(\varphi)$ проходят вблизи кривых $k_{x22}(\varphi)$, а при φ = 0 они проходят вблизи кривых $k_{x21}(\varphi)$, причём разница в значениях $k_{x22}(\varphi = 0)$ и $k_{x21}(\varphi = 0)$ существенно зависит от частоты, меняясь от 255 см$^{-1}$ при f = 2198 МГц до 2 см$^{-1}$ при f = 2250 МГц. Следовательно, при использовании МП описание распределения амплитуд СВЧ поля ПСВ по толщине пластины не корректно для интервала частот ~ 50 МГц, лежащего в начале спектра ПСВ.

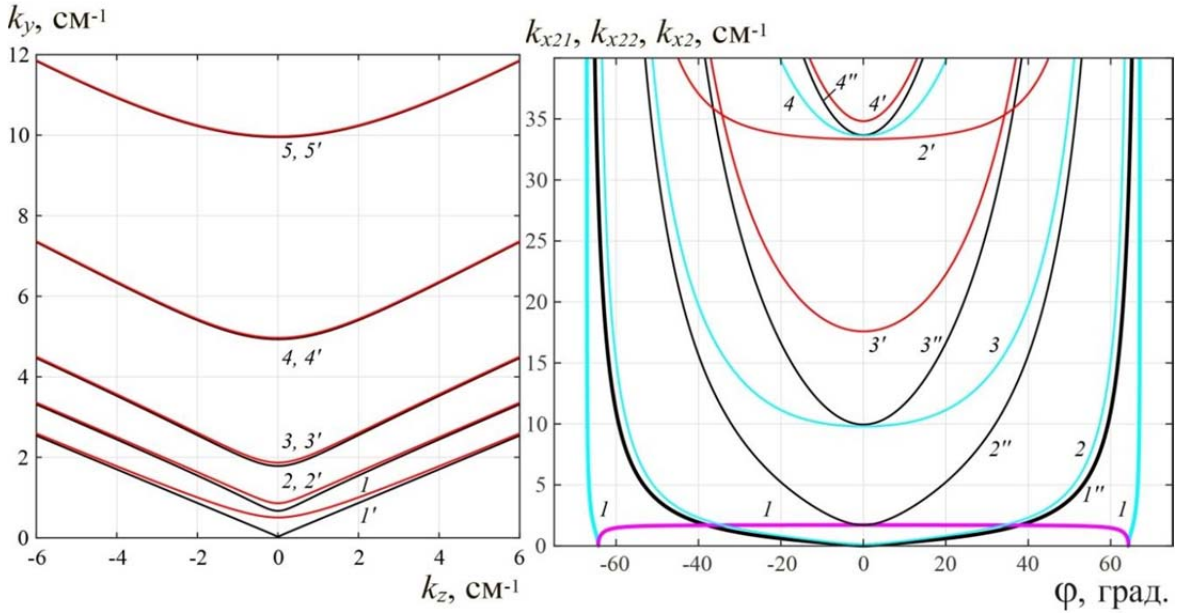


Рис. 1. Изочастотные зависимости ПСВ (а) и зависимости $k_{x21}(\varphi)$, $k_{x22}(\varphi)$, $k_{x2ms}(\varphi)$ (б) для частот 2198, 2205, 2217, 2250 и 2300 МГц (кривые 1, 1′, 1″ – 5, 5′, 5″ соответственно); кривая 1′ на рисунке 1б не показана, так как она расположена выше значения 255 см$^{-1}$. Фиолетовым цветом показана часть кривой 1, на которой k_{x21} принимает мнимые значения.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014.

Список использованных источников:

1. Damon R. W., Eshbach J. R. Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab. // J. Phys. Chem. Sol. – 1961 – V.19 – №3/4 – p.308-320.
2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.:, Наука, 1994.
3. Локк Э.Г., Луговской А.В., Герус С.В. Взаимосвязь между вектором Пойнтинга и вектором групповой скорости электромагнитных волн в бигиротропной среде // Радиотехника и электроника – 2021 – Т. 66 – №7 – в печати.
4. Ruppin R. Electromagnetic modes of a ferromagnetic slab // Journal of Applied Physics – 1987 – V.62 - №1 – P.11-15.
5. Вяткина С.А., Бабичев Р.К., Иванов В.Н. Электромагнитные волны в касательно намагниченной ферритовой пленке, распространяющиеся под углом к полю подмагничивания // Электромагнитные волны и электромагнитные системы – 2011 – Т. 16 – № 10 – С. 64-70.
6. Локк Э.Г., Герус С.В., Анненков А.Ю., Луговской А.В. Описание распространения поверхностных спиновых волн в ферритовой пластине на основе уравнений Максвелла // Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования): труды XXVIII Международной конференции – Москва, 2020, с. 118-130.

УДК: 537.624; 537.632

ЧАСТОТНОЕ МУЛЬТИПЛЕКСИРОВАНИЕ И НЕВЗАИМНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ СПИНОВЫХ ВОЛН В СЛОИСТЫХ МАГНИТНЫХ ВОЛНОВОДАХ

Одинцов С.А.

аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Бегинин Е.Н.

к.ф.-м.н., зав. каф. нелинейной физики
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Локк Э.Г.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник,
зав. лаборатории исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Садовников А.В.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Аннотация. *Экспериментально исследовано распространение поверхностной спиновой волны в двуслойной системе ЖИГ микроволноводов с отличной величиной намагниченности в слоях. Показано, что в случае изменения направления внешнего магнитного поля на противоположное возможно распространение волны с другим коэффициентом передачи, что открывает возможность создания обработчиков множественных сигналов на основе многослойных структур.*

Ключевые слова: *ферритовая плёнка, поверхностная спиновая волна, многослойная структура, невзаимность*

FREQUENCY MULTIPLEXING AND NONRECIPROCAL PROPAGATION OF SPIN WAVES IN LAYERED MAGNETIC WAVEGUIDES

Odintsov S.A.

Ph.D. student, Chernyshevsky Saratov State University

Beginin E.N.

Ph.D., Head of Dept. of Nonlinear Physics,
Chernyshevsky Saratov State University

Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,
Chernyshevsky Saratov State University

Annotation. *The propagation of a surface spin wave in a two-layer YIG system of microwave guides with an excellent magnetization in the layers is studied experimentally. It is shown that in the case of a change in the direction of the external magnetic field to the opposite, propagation of a wave with a different transmission coefficient is possible, opening up the possibility of creating multiple signals based on multilayer structures.*

Keywords: *ferrite film, surface spin wave, visualized diffraction pattern, multilayer structure, nonreciprocal*

Свойства спиновых волн при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров являются предметом интенсивных исследований. [1] Большой интерес представляет исследование спин-волнового транспорта в многослойных структурах пленок железо-иттрий-граната (ЖИГ) в гигагерцовом и суб-терагерцовом диапазонах частот [2]. При этом основное внимание уделяется использованию спиновых волн (СВ) как носителей информационных сигналов, так как существует возможность реализации целого ряда устройств обработки сигнала на принципах магноники, принимая во внимание возможность кодирования сигнала как с помощью амплитуды, так и с помощью фазы спиновой волны. Как известно, свойства СВ определяются дипольным и обменным взаимодействием в магнитных средах и могут значительно меняться при изменении параметров среды, например, величины и направления поля подмагничивания. Исследования передачи спинового момента в планарных и многослойных магнитных структурах позволяют обнаружить, что СВ потенциально могут быть использованы в качестве носителей информации в низкоэнергетических вычислительных устройствах [3].

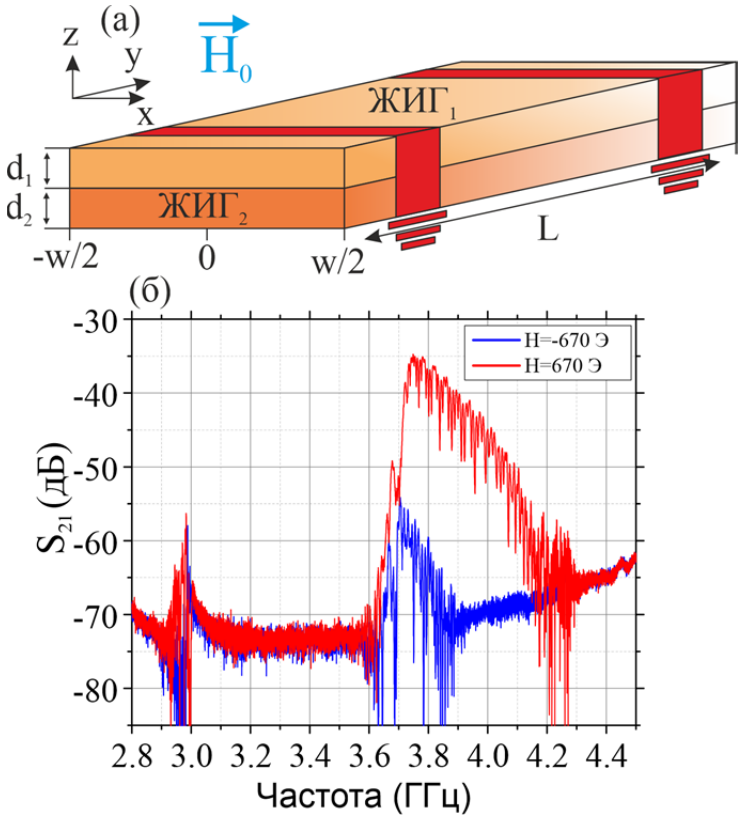


Рис. 1. Схематическое изображение исследуемой многослойной структуры(а), коэффициент передачи S_{21} ПМСВ при направлении внешнего магнитного поля Hi.

Исследуемая структура представляет из себя двуслойную плёнку железоиттриевого

граната, причём каждый из слоёв имеет свою намагниченность насыщения. Толщина слоя $ЖИГ_1$ d_1 = 8.9 мкм, а намагниченность насыщения $4\pi M_0$ = 1738 Гс. Толщина слоя $ЖИГ_2$ d_2 = 6.9 мкм, а намагниченность насыщения $4\pi M_0$ = 904 Гс. Структура была касательно намагничена внешним однородным магнитным полем индуцированным электромагнитом GMW 3472-70 величиной H_0 = 670 Э вдоль оси x. Для микроволновых измерений были использованы микрополосковые антенны шириной 30 мкм, которые обозначены красной областью на рис.1 а. Коэффициент передачи спиновых волн был экспериментально подсчитан с помощью векторного анализатора цепей PNA-X Keysight.

Экспериментальные результаты исследование представлены на рис.1б в виде коэффициента передачи S_{21} исследуемой структуры при противоположных направлениях внешнего магнитного поля H_0. Наблюдается изменение ширины полосы пропускания при изменении направления распространения спиновой волны в исследуемой структуре Таким образом представляется возможным реализация частотного мультиплексирования сигналов в многослойной структуре с отличным значением намагниченности насыщения в слоях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (проект № 20-79-10191).

Список использованных источников:

1. Grünber P. A. g, Nobel lecture: From spin waves to giant magnetoresistance and beyond,//Rev. Mod. Phys.- 2008.-V. 80, P.1531–1540
2. Demidov V. E., Urazhdin S., Anane A., Cros V., and Demokritov S.O. Spin–orbit-torque magnonics//Journal of Applied Physics. V.127. P. 170901
3. Kruglyak V. V., Demokritov S. O. , and Grundler D. // J. Phys. D: Appl. Phys. - 2010. - V.43, 264001

УДК 537.8

ПЛАЗМОН-МАГНОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СИСТЕМЕ ГРАФЕН-АНТИФЕРРОМАГНИТНЫЙ ДИЭЛЕКТРИК

Пикалов А.М.

Аспирант кафедры магнетизма физического факультета МГУ, м.н.с. ИРЭ РАН

Дорофеенко А.В.

В.н.с. ИТПЭ РАН, с.н.с. ИРЭ РАН

Грановский А.Б.

Профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ

Аннотация. *Работа посвящена исследованию плазмон-магнонного взаимодействия в системе графен-антиферромагнитный диэлектрик с учетом реальных свойств материалов. Показано, что наиболее критическим параметром, влияющим на эффективность такого взаимодействия, является затухание в антиферромагнетике. В частности, существующие материалы позволяют достичь достаточно сильного взаимодействия при криогенных температурах, однако при комнатной температуре эффективность взаимодействия резко снижается.*

Ключевые слова: *графен, антиферромагнетик, плазмоны, магноны*

PLASMON-MAGNON INTERACTION IN A GRAPHENE-DIELECTRIC ANTIFERROMAGNET

Pikalov A.M.

Post-graduate student of the Department of Magnetism of the Physics Faculty of Moscow State University, junior researcher of IRE RAS

Dorofeenko A.V.

Principal researcher of ITAE RAS, senior researcher of IRE RAS

Granovsky A.B.

Professor of Department of Magnetism of the Physics Faculty of Moscow State University

Annotation. *The work is dedicated to study of plasmon-magnon interaction in the graphene-antiferromagnetic dielectric system, considering real properties of materials. It is shown that the most critical parameter affecting the efficiency of such interaction is damping in antiferromagnet. In particular, existing materials allows achieving a strong interaction at cryogenic temperatures; however, at room temperature, the interaction efficiency decreases drastically.*

Keywords: *grapheme, antiferromagnet, plasmon, magnon*

В магнонике – области физики, изучающей спиновые волны – существует отдельное направление – терагерцовая магноника, в которой используется явление антиферромагнитного (а не ферромагнитного) резонанса. Резонансная частота антиферромагнитного резонанса лежит в терагерцовой области, что делает возможным взаимодействие спиновых волн с электромагнитным полем, приводящее к образованию

гибридной магнон-фотонной волны, которая называется поверхностным магнон-поляритоном, или поверхностной спиновой волной. Поверхностный магнон-поляритон является электромагнитным аналогом поверхностного плазмона-поляритона с тем отличием, что для его существования необходимо наличие отрицательной магнитной (а не диэлектрической) проницаемости. Поверхностные магнон-поляритоны изучались теоретически [1,2] и экспериментально [3].

Для существования плазмонов терагерцовые частоты слишком низки для большинства материалов. Однако использование графена в качестве плазмонного материала позволило говорить о плазмон-поляритонах с необычайно низкими частотами – до сотен гигагерц.

Таким образом, магнон-плазмонное взаимодействие может быть реализовано в системе, содержащей антиферромагнетик и графен. Блюдов и др. представили детальное описание электромагнитных мод в такой системе [4]. В частности, они показали, что в присутствии антиферромагнетика TM-мода в графене демонстрирует резонанс на частоте антиферромагнитного резонанса. Однако в своей работе они пренебрегли всеми диссипативными эффектами (в графене и антиферромагнетике), поэтому возможность магнон-плазмонного взаимодействия при реальных условиях оставалась вопросом дальнейших исследований. В данной статье мы рассматриваем возможность магнон-плазмонного взаимодействия в системе графен-антиферромагнетик с учетом свойств реальных материалов.

Мы рассмотрели следующие три антиферромагнетика, обладающих низким поглощением в терагерцовой области. Во-первых, это NiO как наиболее изученный среди антиферромагнетиков с температурой Нееля, превышающей комнатную, а также имеющий наименьшую среди них диссипацию, а потому основной материал, который может рассматриваться на предмет практических магнонных приложений. Его мы рассматриваем при температуре 300K. Другие два материала это FeF_2 и MnF_2, которые являются наиболее популярными криогенными антиферромагнетиками: FeF_2 имеет высокую частоту антиферромагнитного резонанса, а MnF_2 – низкое затухание. Их мы рассматриваем при температуре 2K.

Изучаемая система изображена на рис. 1. Она представляет собой поверхность антиферромагнетика, покрытую листом графена. Легкая ось антиферромагнетика ориентирована параллельно плоскости XZ, где X – направление распространения волны, а Z – ось, перпендикулярная поверхности.

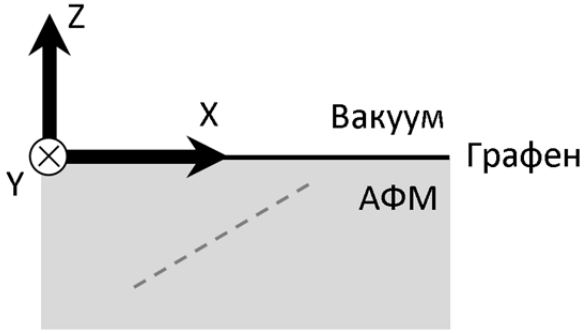


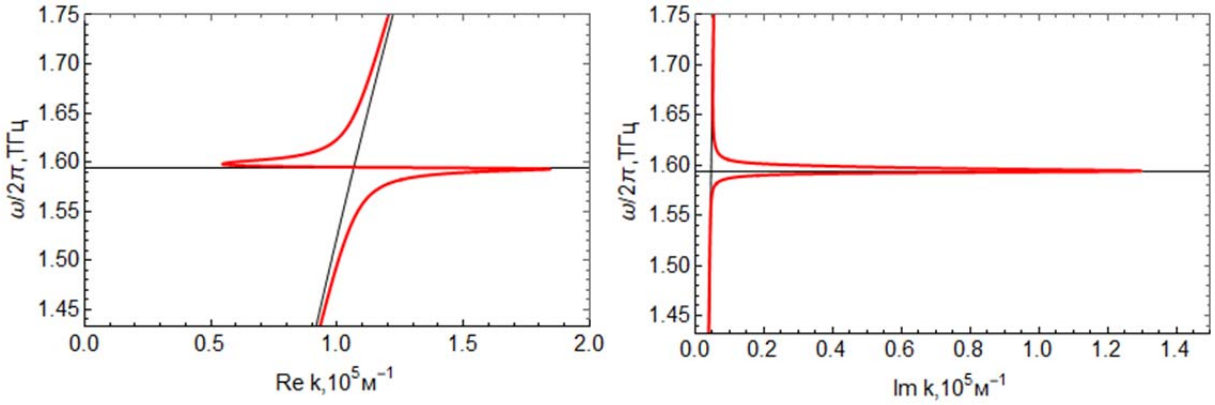
Рис. 1. Общий вид структуры антиферромагнетик-графен. Волна распространяется в направлении x, легкая ось антиферромагнетика лежит в плоскости XZ (пунктирная линия).

Решение уравнений Максвелла для описанной системы дает дисперсионное уравнение

$$\frac{\kappa_1}{\kappa_2} = -\frac{1}{\varepsilon}\left(1+\sigma\frac{i}{\omega\varepsilon_0}\left(-\kappa_1\right)\right), \qquad (1)$$

где $\kappa_1 = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}$, $\kappa_2 = \sqrt{k^2 - \varepsilon\mu(\omega)\frac{\omega^2}{c^2}}$, ε – диэлектрическая проницаемость антиферромагнетика, $\mu(\omega)$ – магнитная проницаемость, σ – поверхностная проводимость графена.

Решение уравнения (1) дает дисперсионные соотношения для волны в системе графен-АФМ. Пример таких соотношений для FeF_2 приведен на рис. 2. Видно, что при совпадении частоты волны с частотой антиферромагнитного резонанса в рассматриваемом материале происходит резонансное отклонение дисперсионной кривой от ее положения в случае немагнитной подложки.



а) б)

Рис. 2. Дисперсионные соотношения для ТМ-моды в системе графен-FeF_2 (красные линии) при $\varepsilon_f = 0.5$ эВ. Показаны действительная (а) и мнимая (б) части волнового числа. Наклонными черными линиями обозначены дисперсионные соотношения для графена на немагнитной подложке, горизонтальные черные линии обозначают частоту АФМР для FeF_2.

Величиной, характеризующей силу плазмон-магнонного взаимодействия, можно принять $\max \mathrm{Im}(\Delta k)$, где $\Delta k = k_{AFM} - k_{ref}$, k_{AFM} – волновое число в присутствии АФМ, а k_{ref} – волновое число без АФМ (с немагнитной подложкой), то есть максимальное отклонение мнимой части волнового числа при плазмон-магнонном взаимодействии от соответствующего значения в отсутствие антиферромагнетика.

На рис. 3 изображена зависимость силы резонанса от энергии Ферми (которая регулируется статическим электрическим полем) для трех материалов. Можно видеть, что она монотонно возрастает при увеличении энергии Ферми, пока не достигает насыщения. При этом насыщение в случае MnF_2 происходит при гораздо меньших значениях энергии Ферми, чем в случае FeF_2. В случае же NiO эффект плазмон-магнонного взаимодействия оказывается на два порядка слабее, чем в случае MnF_2 или FeF_2, даже при высоких значениях энергии Ферми.

Таким образом, существующие антиферромагнитные материалы позволяют получить достаточно сильный эффект плазмон-магнонного взаимодействия при криогенных температурах, однако реализация этого эффекта при комнатной температуре представляется затруднительной. При этом величиной эффекта можно управлять, меняя уровень Ферми в графене.

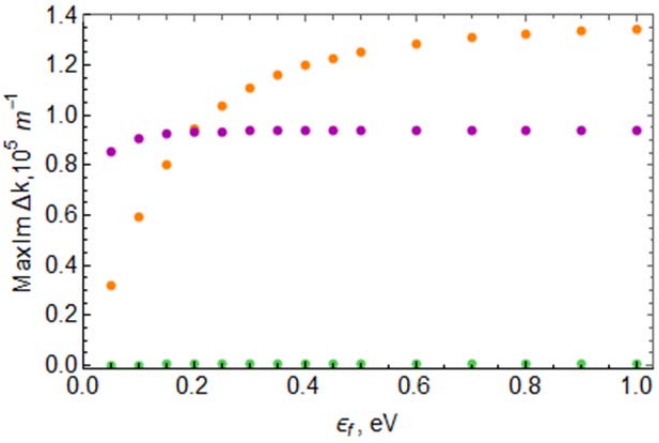


Рис. 3. Эффективность плазмон-магнонного резонанса (измеряемая как максимальное значение мнимой части Δk при заданном ε_f) в зависимости от положения уровня Ферми ε_f в графене. Оранжевый цвет соответствует FeF_2, фиолетовый – MnF_2, зеленый – NiO.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 19-32-90046), а также фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

Список использованных источников:

1. Camley, R. E., Mills, D. L. Surface polaritons on uniaxial antiferromagnets/ Physical Review B, № 26(3), – 1982 – С. 1280–1287.
2. Sloan, J., Rivera, N., Joannopoulos, J. D., Kaminer, I., Soljačić, M. Controlling spins with surface magnon polaritons/ Physical Review B, № 100(23) – 2019 – С. 235453.
3. Jensen, M. R. F., Feiven, S. A., Parker, T. J., Camley, R. E. Experimental observation and interpretation of magnetic polariton modes in FeF_2/ Journal of Physics: Condensed Matter, № 9(34), – 1997 – 7233–7247.
4. Bludov, Y., Gomes, J. N., Farias, G. de A., Fernández-Rossier, J., Vasilevskiy, M. I., Peres, N. Hybrid plasmon-magnon polaritons in graphene-antiferromagnet heterostructures/ 2D Materials, № 6 – 2019 – С. 045003

УДК 537.86, 537.6

СПИН-ВОЛНОВОЙ ТРАНСПОРТ В 2D И 3D СТРУКТУРАХ МАГНОНИКИ, УПРАВЛЯЕМЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

А.В. Садовников

К.ф.-м.н., доцент кафедры физики открытых систем СГУ

Е.Н. Бегинин

К.ф.-м.н., зав. кафедрой Нелинейной физики, СГУ

С.А. Никитов

Д.ф.-м.н., профессор, директор ИРЭ РАН им Котельникова В.А.

Аннотация. *В докладе представлены результаты исследований в актуальной и быстро развивающейся области исследования спин-волновых возбуждений в магнитных микро- и наноструктурах – магнонике и магнонной стрейнтронике. Рассмотрено применение экспериментального метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии, методов микроволновой спектроскопии, метода широкополосного ферромагнитного резонанса и численных методов микромагнитного моделирования для исследования динамики спин-волновых возбуждений в планарных и 3D магнитных структурах. Приведены результаты исследования латеральных, нерегулярных и композитных магнитных микроструктур.*

Ключевые слова: *магноника, стрейнтроника, мандельштам-бриллюэновская спектроскопия*

SPIN-WAVE TRANSPORT IN 2D AND 3D MAGNETIC STRUCTURES CONTROLLED BY ELECTRIC FIELD

A.V. Sadovnikov

Ph.D., Associate Professor, Department of Physics of Open Systems, SSU

E.N. Beginin

Ph.D., Head. Department of Nonlinear Physics, SSU

S.A. Nikitov

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Director of the IRE RAS named after Kotelnikov V.A.

Annotation. *The report presents the results of research in the topical and rapidly developing field of research on spin-wave excitations in magnetic micro- and nanostructures - magnonics and magnon straintronics. The application of the experimental method of Mandel'shtam-Brillouin spectroscopy, microwave spectroscopy methods, the method of broadband ferromagnetic resonance and numerical methods of micromagnetic modeling for studying the dynamics of spin-wave excitations in planar and 3D magnetic structures is considered. The results of the study of lateral, irregular and composite magnetic microstructures are presented.*

Keywords: *magnonics, straintronics, Mandelstam-Brillouin spectroscopy*

В последнее время большой интерес представляет исследование свойств спиновых волн (СВ) при их распространении в магнитных волноведущих структурах микронных и нанометровых размеров и методов управления СВ электрическим полем [1-4]. При этом основное внимание уделяется использованию СВ в 3D магнонных структурах в качестве носителей информационных сигналов, поскольку в этом случае удается реализовать целый ряд устройств обработки сигнала на принципах магно-ники, управляемых электрическим полем [5].

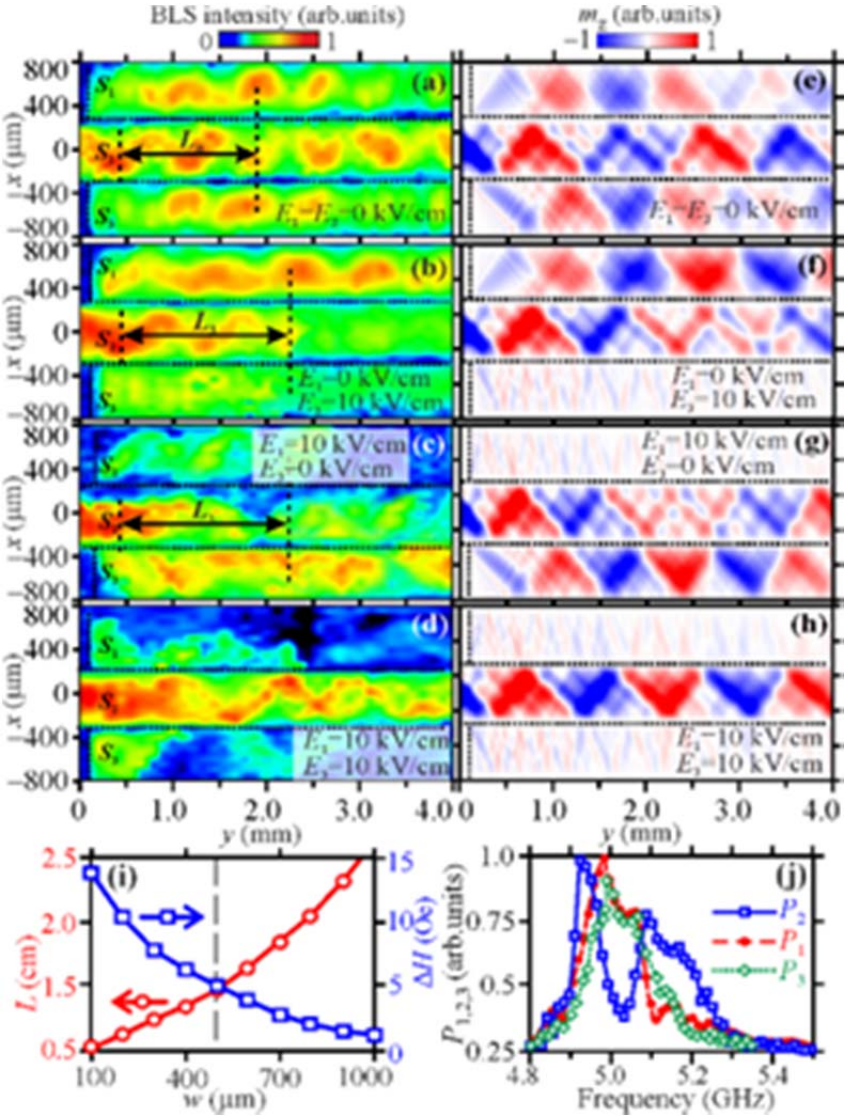


Рис. 1.. (a)–(d) BLS-интенсивность спиновой волны на частоте f1 = 4.925 ГГц в случае приложения внешнего электрического поля (значения обозначены на рисунке); (c)–(h) Результаты расчета пространственного распределения mz(x,y) компоненты динамической намагниченности для частоты входного сигнала f1 = 4.925 ГГц. (i) Рассчитанная длина связи и разность внутреннего магнитного поля в зависимости от ширины микроволноводов. (j) Частотная зависимость выходного сигнала P1, P2, и P3 в микроволноводах S1, S2, и S3, соответственно Все показанные результаты были получены при величине внешнего магнитного поля H0 = 1100 Э.

Одним из методов управления свойствами СВ является нарушение трансляционной симметрии в волноведущей магнитной структуре, сформированной, например, путем формирования изгиба (поворота) магнонного микроволновода или создания магнон-ных структур меандрового типа. На основе данного подхода удалось реализовать целый ряд функциональных устройств магноники для демультиплексирования сигналов в частотной и пространственной областях и линейного и нелинейного переключения в системах магнитных микроволноводов [5].

Вместе с этим одной из главных проблем на настоящий момент при создании функциональных узлов на основе спин-волновых структур является необ-ходимость разработки элементов межсоединений для эффективной передачи СВ внутри магнонных сетей (МС) и интеграции в существующие КМОП топологии [6]. МС представляет собой ансамбли связанных магнитных микро- и наноразмерных структур. Стоит отметить, что создание управляемых связей в вертикальных и латеральных топологиях МС и нелинейные режимы распространения СВ обеспечивают возможность реализации устройств обработки сигнала на нейроподобных (нейроморфных) принципах, находящих основное применение для задач распознавания образов. В докладе представлены результаты недавних исследований в актуальной и быстро развивающейся области исследования спин-волновых возбуждений в магнитных микро- и наноструктурах – магнонной стрейнтронике, направленной на исследование методов управления режимами спин-волнового транспорта в двумерных и трехмерных магнонных структурах. Последние могут быть реализованы на основах систем с нарушением трансляционной симметрии и сочленения ортогональных спин-волноводных секций как в латеральной плоскости, так и в направлении, нормальном плоскости подложки.

Работа выполнена в рамках (РНФ 20-79-10191)

Список использованных источников:

1. Bukharaev A A, Zvezdin A K, Pyatakov A P, Fetisov Yu K “Straintronics: a new trend in micro- and nanoelectronics and material science”/ Phys. Usp. 61 1175–1212 (2018)
2. A. V. Sadovnikov, A. A. Grachev, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. A. Serdobintsev, D. M. Mitin, S. A. Nikitov Magnon straintronics: Reconfigurable spin-wave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes / Phys. Rev. Lett. 120, 257203 (2018)
3. N. S. Gusev, A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov, M. V. Sapozhnikov, and O. G. Udalov Manipulation of the Dzyaloshinskii–Moriya Interaction in Co/Pt Multilayers with Strain / Phys. Rev. Lett. 124, 157202 (2020)
4. Kulikova, D.P., Gareev, T.T., Nikolaeva, E.P., Kosykh, T.B., Nikolaev, A.V., Pyatakova, Z.A., Zvezdin, A.K. and Pyatakov, A.P. (2018), The Mechanisms of Electric Field-Induced Magnetic Bubble Domain Blowing /Phys. Status Solidi RRL, 12: 1800066.
5. A.V. Sadovnikov, S.A. Odintsov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii and S.A. Nikitov,Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes/Phys. Rev. B 96, 144428 (2017).
6. A. V. Sadovnikov, S. A. Nikitov, E. N. Beginin, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. I. Stognij, N. N. Novitski, V. K. Sakharov, and Yu. V. Khivintsev Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / Phys. Rev. B 99, 054424. 2019
7. A. V. Sadovnikov, V. A. Gubanov, S. E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov Spin-wave drop filter based on asymmetric side-coupled magnonic crystals/ Phys. Rev. Applied. 9, 051002 (2018)

УДК 537.6/.8

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ПАКЕТОВ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН ПОД ДЕЙСТВИЕМ СВЕРХБЫСТРОГО НАГРЕВА

Филатов Я.А.

м.н.с. лаб. Физики ферроиков
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Геревенков П.И.

м.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Калашникова А.М.

PhD (к.ф.-м.н.), зав. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Хохлов Н.Е.

к.ф.-м.н., с.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Аннотация. *Выполнено экспериментальное исследование оптически-возбуждаемых распространяющихся пакетов поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) в тонкой 20 нм пленке ферромагнитного сплава железа и галлия – галфенола. Обнаружено, что спектр спиновых волн сужается при распространении за пределы области возбуждения. Спектральные изменения вызваны влиянием лазерно-индуцированного сверхбыстрого нагрева за счет воздействия фемтосекундного лазерного импульса на параметры анизотропии материала. Предложено феноменологическое объяснение экспериментальных результатов на основе изменения дисперсии ПМСВ под воздействием температуры.*

Ключевые слова: *спиновые волны, сверхбыстрый магнетизм, спиновая динамика*

SPECTRAL CHANGES OF PROPAGATING MAGNETOSTATIC WAVES PACKETS DUE TO ULTRAFAST HEATING

Filatov Ia.A.

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Gerevenkov P.I.

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Kalashnikova A.M.

PhD, head of Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Khokhlov N.E.

PhD, Senior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Annotation. *We perform an experimental study of optically-excited propagating packets of magnetostatic surface waves (MSSW) in thin 20 nm film of ferromagnetic iron and gallium alloy – Galfenol. We find that spin waves spectrum narrows during propagation out of excitation spot. Spectral changes caused by the influence of laser-induced ultrafast heating with corresponding*

changes of material anisotropy parameters. A phenomenological explanation of experimental results based on modification of MSSW dispersion under the temperature influence is proposed.

Keywords: *spin waves, ultrafast magnetism, spin dynamics*

Одной из актуальных задач современной науки является решение проблемы совершенствования способов передачи, обработки и хранения информации. В рамках современного магнетизма активно развивается направление, называемое магноникой, связанное с исследованиями спиновых волн (магнонов) как кандидатов на роль носителей информации [1–3]. Использование спиновых волн для передачи и обработки информации в логических устройствах обладает рядом преимуществ по сравнению с традиционными электронными логическими элементами, например, при обработке изображений и речи [4]. В свою очередь, управление параметрами распространяющихся пакетов спиновых волн является одной из важнейших задач магноники, поскольку исследование возможности контролировать их параметры является необходимым этапом для дальнейшего развития и совершенствования магнонных логических элементов [3]. Использование фемтосекундных лазерных импульсов для возбуждения и детектирования спиновых волн [5, 6], а также для управления их параметрами [7, 8] позволяет получить сверхкороткое временное разрешение, вплоть до десятков фс, а также некоторые другие преимущества по сравнению с традиционными спин-волновыми экспериментальными методиками.

В представляемой работе приведены результаты исследования эволюции спектра оптически-возбуждаемых пакетов поверхностных магнитостатических волн (ПМСВ) при их распространении за пределы области возбуждения в образце ферромагнитного металлического сплава – галфенола ($Fe_{0.81}Ga_{0.19}$) толщиной 20 нм. Ключевой особенностью исследуемого образца является наличие сильной кубической магнитокристаллической анизотропии, что является необходимым условием возбуждения спиновых волн за счет механизма сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения параметров анизотропии [7]. Эксперимент выполнен с использованием методики двухцветной фемтосекундной накачки-зондирования в конфигурации Дэймона-Эшбаха [9]. Данная методика позволяет возбуждать и детектировать спиновые волны с пространственным разрешением порядка 3 мкм и пс временным разрешением. В результате измерения магнитооптического сигнала при увеличении расстояния между областями возбуждения и детектирования может быть получена информация о распространении волнового пакета ПМСВ. Дальнейшее применение быстрого преобразования Фурье к результатам измерений при каждом фиксированном положении пятен накачки и зондирования позволяет проследить пространственное изменение спектрального состава ПМСВ.

В ходе экспериментального изучения спектральных изменений распространяющихся пакетов ПМСВ обнаружено, что их спектр сужается по мере отдаления от области возбуждения. Кроме того, ключевой обнаруженной особенностью является характер этих спектральных изменений: при ориентации внешнего магнитного поля вблизи оси трудного намагничивания образца спектр волн сужается в низкочастотную область, а при ориентации поля ближе к оси легкого намагничивания, напротив, в область высоких частот (Рис. 1, а и б).

Такие изменения спектра вызваны сверхбыстрым локальным нагревом образца за счет воздействия фемтосекундного лазерного импульса и соответствующим изменением значений параметров анизотропии и намагниченности. Поскольку в области возбуждения параметры анизотропии имеют отличные от стационарных значения, то дисперсионные зависимости ПМСВ внутри и за пределами этой области будут смещены по частоте. Однако, в зависимости от ориентации внешнего магнитного поля смещение дисперсионной зависимости ПМСВ в области возбуждения происходит либо в высокочастотную область (рис. 1, c) в случае ориентации поля вдоль оси трудного намагничивания, либо в область низких частот при направлении поля ближе к оси легкого намагничивания (рис. 1, d).

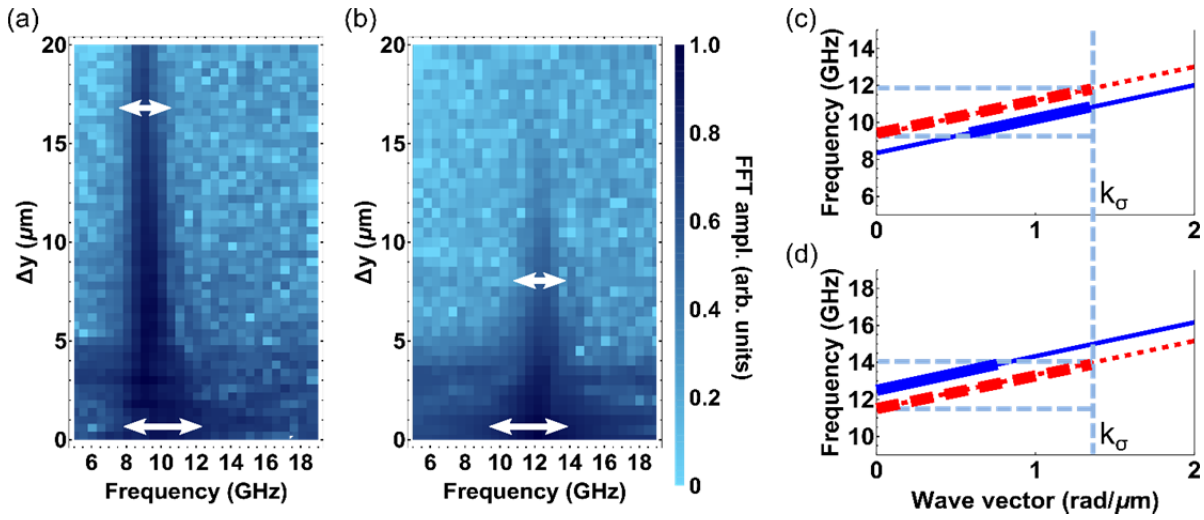


Рис. 1. (a) и (b) Пространственно-спектральные карты, иллюстрирующие изменение спектрального состава ПМСВ по мере их отдаления от центра возбуждения при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного и ближе к оси легкого намагничивания, соответственно. (c) и (d) Схематичная иллюстрация изменения дисперсии ПМСВ при ориентации внешнего магнитного поля вдоль оси трудного и ближе к оси легкого намагничивания, соответственно. Сплошные кривые соответствуют дисперсии ПМСВ при комнатной температуре, штриховые – дисперсии нагретой пленки. Более толстые участки иллюстрируют диапазон частот и волновых векторов, которые могут возбуждаться (красные) и в дальнейшем распространяться (синие).

При распространении за пределы области возбуждения ПМСВ переходят в область пленки, обладающей стационарными значениями параметров анизотропии и дисперсионными зависимостями. Таким образом, поскольку за пределами области возбуждения могут существовать волны только с ограниченным диапазоном частот и волновых векторов согласно дисперсионному соотношению, спектр ПМСВ сужается, причем характером этого изменения можно управлять за счет ориентации внешнего магнитного поля относительно осей магнитной анизотропии.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность управления спектральным составом поверхностных магнитостатических волн за счет воздействия фемтосекундных лазерных импульсов. Эта особенность открывает широкие перспективы для дальнейшего исследования способов управления параметрами спиновых волн, а также для развития реконфигурируемых устройств магноники.

Список использованных источников:

1. Никитов С.А. и др. Диэлектрическая магноника – от гигагерцев к терагерцам // УФН – 2020. – № 190. – С. 1009–1040.
2. Никитов С.А. и др. Магноника – новое направление спинтроники и спин-волновой электроники // УФН – 2015. – №185. С. 1099–1128.
3. A. Mahmoud, et al. Introduction to spin wave computing // J. Appl. Phys. – 2020. – №128. – P. 161101.
4. E. Albisetti, et al. Optically Inspired Nanomagnonics with Nonreciprocal Spin Waves in Synthetic Antiferromagnets // Adv. Mater. – 2020. – №32. – P. 1906439.
5. T. Satoh, et al. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light // Nat. Photonics – 2012. №6. – P. 662–666.
6. Y. Au, et al. Direct excitation of propagating spin waves by focused ultrashort optical pulses // Phys. Rev. Lett. – 2013. – №110. – P. 097201.
7. N. Khokhlov, et al. Optical excitation of propagating magnetostatic waves in an epitaxial galfenol film by ultrafast magnetic anisotropy change // Phys. Rev. Applied – 2019. – №12. – P. 044044.
8. N. Khokhlov, et al. Néel domain wall as a tunable filter for optically excited magnetostatic waves // arXiv:2101.11931 – 2021.
9. R. Damon, J. Eshbach. Magnetostatic modes of a ferromagnetic slab // J. Phys. Chem. Solids – 1961. – №19. – P. 308–320.

УДК 537.6/.8

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН, ОПТИЧЕСКИ ВОЗБУЖДАЕМЫХ ВБЛИЗИ ДОМЕННОЙ ГРАНИЦЫ

Хохлов Н.Е.

к.ф.-м.н., с.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Филатов Я.А

м.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Геревенков П.И.

м.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Калашникова А.М.

PhD (к.ф.-м.н.), зав. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Аннотация. *Представлена концепция перестраиваемого оптического возбуждения спиновых волн и фильтрации их спектров в ферромагнитной пленке с доменной 180° границей неелевского типа. Методом микромагнитного моделирования показано, что плотность энергии возбуждающего фемтосекундного лазерного импульса и его положение относительно доменной границы влияют на частоты генерируемых спиновых волн, а наличие доменной границы играет решающую роль в управлении их спектром. Описанные эффекты объяснены на основе анализа изменений дисперсии спиновых волн под действием лазерного импульса.*

Ключевые слова: *спиновые волны, доменная граница, сверхбыстрый магнетизм, спиновая динамика*

SPECTRAL FEATURES OF MAGNETOSTATIC WAVES OPTICALLY EXCITED IN THE DOMAIN WALL VICINITY

Khokhlov N.E.

PhD, Senior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Filatov Ia.A.

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Gerevenkov P.I.

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Kalashnikov A.M.

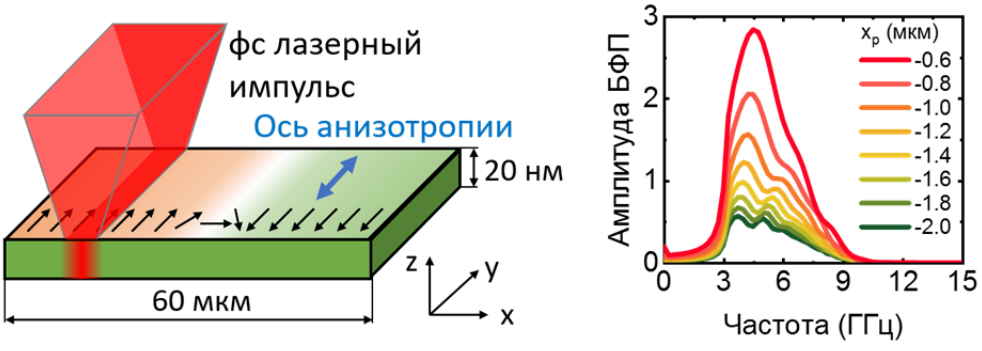
PhD, head of Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Annotation. *The concept of tunable optical excitation of spin waves and filtering of their spectra in a ferromagnetic film with a 180° Néel-type domain wall is presented. It is shown that the fluence of a femtosecond laser pulse and its position relative to the domain wall the frequency of excited spin waves, and the presence of the domain wall plays a decisive role in controlling the wave spectrum. The described effects are explained in the terms of changes in the dispersion of spin waves under a laser pulse impact.*

Keywords: *spin waves, domain wall, ultrafast magnetism, spin dynamics*

За последние годы фемтосекундные лазерные импульсы стали мощным инструментом для управления сверхбыстрой динамикой намагниченности [1]. Развитие современного магнетизма привело к объединению подходов фемтомагнетизма [1] и магноники [2], и недавно было продемонстрировано оптическое возбуждение спиновых волн (СВ) в диэлектриках и металлах [3, 4]. С другой стороны, оптическое управление распространением СВ является актуальной задачей магноники [5]. Но в настоящее время такое управление продемонстрировано лишь в квазистатическом режиме. Таким образом, использование фемтосекундных лазерных импульсов для создания реконфигурируемых элементов магноники является актуальной проблемой фундаментального магнетизма. С другой стороны, управление характеристиками СВ возможно в пассивном режиме вблизи различных магнитных неоднородностей. В частности, топологические дефекты, такие как доменные границы (ДГ) и скирмионы, изменяют амплитуду и фазу проходящей через них СВ [6]. Таким образом, представляется интересным совместить преимущества оптического возбуждения СВ с их управлением вблизи локальных магнитных дефектов, таких как ДГ.

В данной работе представлены результаты анализа особенностей возбуждения и распространения магнитостатических спиновых волн (МСВ)вблизи 180° доменной границы. Анализ проведен с применением микромагнитного моделирования для системы – тонкой бесконечной полоски из ферромагнитного материала с одноосной анизотропией, разбитой на два полосовых домена (рис.1а). Для численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта использовалась свободно распространяемый программный пакет OOMMF [7]. В расчетах принималось, что возбуждение магнитостатических волн происходит из-за сверхбыстрого изменения параметра одноосной анизотропии, как было показано нами ранее в эксперименте [8]. В результате возбуждение спиновых волн происходит за счет изменения эффективного магнитного поля, вызванного лазерным импульсом накачки. При прохождении возбуждаемых МСВ через ДГ наблюдается изменение их фазы на π, что согласуется с недавними экспериментальными работами [6].



а) б)

Рис. 1. (а) Схема моделируемой системы с 180° доменной границей в центре полосы. Малые стрелки показывают ориентацию намагниченности при разных x. Большая двойная стрелка указывает ось анизотропии вдоль оси y. (б) Спектр возбуждаемых магнитостатических волн слева от пятна возбуждения при различных пространственных положениях импульса накачки x_p относительно доменной границы.

В ходе анализа результатов расчета показано, что для однодоменного состояния возбуждение прецессии намагниченности не происходит. Это связано с тем, что вращающий момент, действующий на намагниченность в начальный момент времени из-за лазерно-индуцированного изменения параметра анизотропии пропорционален произведению проекций намагниченности M_x и M_y в плоскости пленки:

$$\mathbf{T} = -|\gamma|\,\mathbf{M}\times\mathbf{H}'_{\mathbf{eff}} \sim \frac{M_x M_y}{M_s^2}\mathbf{e_z}, \qquad (1)$$

где γ – гиромагнитное соотношение, M_s – намагниченность насыщения материала, $\mathbf{e_z}$ – единичный вектор нормали к поверхности ферромагнитной полоски, $\mathbf{H'_{eff}}$ – эффективное поле в среде, возбужденной лазерным импульсом. Компонента M_x имеет ненулевое значение только вблизи доменной границы из-за полей рассеяния. Таким образом, амплитуда возбуждаемых волн зависит от положения пятна накачки относительно доменной границы. Это подтверждается результатами микромагнитного моделирования, приведенными на рис. 1б, где показан спектр пакета СВ на расстоянии 2 мкм слева от области возбуждения. Анализ дисперсионных зависимостей МСВ в данной области показал, что спектр возбуждаемых волн оказывается зависящим от плотности энергии в импульсе накачки [9]. Это связано с тем, что область возбуждения и ДГ эффективно образуют резонатор для МСВ, параметры которого определяются величиной изменения анизотропии под действием лазерного импульса. Параметрами такого резонатора также можно управлять относительным положением импульса накачки и ДГ и плотностью энергии в импульсе накачки. Это приводит к смещению резонансных пиков в спектре возбуждаемых МСВ.

В заключение стоит отметить, что представленная концепция возбуждения МСВ и модификации их спектра будет работать вблизи разных типов магнитных неоднородностей, создающих пространственно изменяющиеся поля рассеяния и / или размагничивающие поля. Примерами таких неоднородностей являются ДГ Нееля или Блоха, магнитные скирмионы, цилиндрические магнитные домены, примеси, дефекты образца и т.д. Важно отметить, что положением и внутренней структурой некоторых неоднородностей, в частности ДГ, можно управлять внешними магнитными и электрическими [10] полями, и даже распространяющейся СВ [8], что открывает дополнительные возможности для перестройки устройств магноники.

Х.Н.Е. благодарит за поддержку исследований фонд БАЗИС (грант 19-1-3-42-1).

Список использованных источников:

1. Kimel A.V., Kalashnikova A.M., Pogrebna A., Zvezdin A.K., Fundamentals and perspectives of ultrafast photoferroic recording //Physics Reports – 2020. –№ 852. – P. 1-46.
2. Никитов С. А. и др. Диэлектрическая магноника — от гигагерцев к терагерцам //УФН – 2020. – № 190. – С. 1009–1040.
3. Satoh T., et al. Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light // Nat. Photonics – 2012. – № 6.– P. 662-666.
4. Au Y., et al. Direct excitation of propagating spin waves by focused ultrashort optical pulses // Phys. Rev. Lett. – 2013. – №110. – P. 097201.
5. Vogel M, et al. Optically-reconfigurable magnetic materials // Nat. Physics – 2015. – №11. – P.487–491.
6. J. Han, P. Zhang, J. T. Hou, S. A. Siddiqui, and L. Liu, Mutual control of coherent spin waves and magnetic domain walls in a magnonic device // Science – 2019. – № 366. – P. 1121.
7. M. Donahue and D. G. Porter. The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF) [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://math.nist.gov/oommf/ (дата обращения 26.03.2021).
8. Khokhlov N., et al., Optical excitation of propagating magnetostatic waves in an epitaxial galfenol film by ultrafast magnetic anisotropy change // Phys. Rev. Applied – 2019. – № 12. – P. 044044.
9. Khokhlov N. E., et al. Néel domain wall as a tunable filter for optically excited magnetostatic waves // arXiv:2101.11931 –2021.
10. Pyatakov A., et al. Magnetoelectricity in topological magnetic textures // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2017. – № 440. – P. 60.

УДК: 537.624; 537.632

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЭФФЕКТА СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ ПРИ ДИФРАКЦИИ ПОВЕРХНОСТНОЙ СПИНОВОЙ ВОЛНЫ НА СКВОЗНОМ ОТВЕРСТИИ В ФЕРРИТОВОЙ ПЛАСТИНЕ

Хутиева А.Б.

студент, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Герус С.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Локк Э.Г.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник,
зав. лаборатории исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Анненков А.Ю.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
лаборатория исследования СВЧ свойств ферромагнетиков,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (Фрязинский филиал)

Аннотация. *Экспериментально и теоретически исследована дифракция поверхностной спиновой волны на сквозном отверстии в касательно намагниченной ферритовой пленке для случая, когда волна возбуждается линейным преобразователем, параллельным внешнему однородному магнитному полю. Найдено, что из-за наличия в ферритовой пленке направлений, в которых возможно сверхнаправленное распространение волны, в этих направлениях возникает новое физическое явление – сверхразрешение при наблюдении точечного объекта.*

Ключевые слова: *ферритовая плёнка, поверхностная спиновая волна, визуализированная дифракционная картина, сверхнаправленность, сверхразрешение*

APPEARANCE OF SUPERRESOLUTION EFFECT AT DIFFRACTION OF SURFACE SPIN WAVE ON A THROUGH HOLE IN FERRITE FILM

Khutieva A.B.

student, Chernyshevsky Saratov State University

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,
Chernyshevsky Saratov State University

Gerus S.V.

Dr.Sc., Leading Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Lock E.H.

Dr.Sc., Chief Researcher, Laboratory Head
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annenkov A.Yu.

Ph. D., Senior Sc. Worker,
Laboratory of investigation of microwave properties of ferromagnets,
Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Annotation. *The diffraction of a surface spin wave at a through hole in a tangentially magnetized ferrite plate is investigated for the case when the wave is excited by a linear transducer parallel to an external uniform magnetic field. It is found that due to the presence of directions in the ferrite plate in which superdirectional wave propagation is possible, a new physical phenomenon appears in these directions – superresolution when observing a point object.*

Keywords: *ferrite film, surface spin wave, visualized diffraction pattern, superdirectivity, superresolution*

Недавно [1] была аналитически решена задача по исследованию дифракционной расходимости ограниченного по ширине луча (волнового пучка) спиновой волны (СВ) с неколлинеарной ориентацией волнового вектора $\mathbf{k_0}$ и вектора групповой скорости $\mathbf{V_0}$. Было показано, что угловая ширина $\Delta\psi$ дифракционного луча, возбуждаемого линейным преобразователем либо щелью в непрозрачном экране, зависит не только от отношения длины СВ λ_0 к длине возбудителя D (как в изотропных средах), но и от кривизны изочастотной зависимости СВ в точке, соответствующей волновому вектору. Было установлено, что для оценки угловой ширины лучей $\Delta\psi$ в анизотропных средах нельзя использовать критерий Рэлея, поскольку эта ширина может быть не только больше или меньше величины λ_0/D, но может быть даже равна нулю. Последующие эксперименты, показали, что величина $\Delta\psi$ для поверхностной и для обратной объёмной СВ в ферритовой пластине действительно может быть как больше, так и меньше величины λ_0/D, причём было реализовано сверхнаправленное распространение для обеих СВ [2, 3]. Эти работы заметно повысили интерес к исследованию дифракционных явлений в анизотропных средах. Ниже представлено исследование дифракции поверхностной СВ (ПСВ) на сквозном отверстии в ферритовой пленке. Расчеты выполнялись численными методами с помощью микромагнитного моделирования на основе уравнений Максвелла и уравнения Ландау-Лифшица с диссипативным членом в форме, предложенной Гильбертом [4], а эксперименты проводились методом зондирования [2], позволяющем визуализировать распределение амплитуды и фазы СВ в плоскости плёнки.

Ферритовая плёнка железоиттриевого граната толщиной s = 17 мкм и намагниченностью насыщения $4\pi M_0$ = 1750.5 Гс была касательно намагничена внешним однородным магнитным полем величиной H_0 = 485 Э. С помощью лазера в ферритовой плёнке было сделано сквозное отверстие диаметром d = 250 мкм. Линейный возбуждающий преобразователь имел ширину 15 мкм и длину D = 5 мм. Он был расположен на расстоянии 6.3 мм от отверстия и ориентирован параллельно вектору внешнего магнитного поля $\mathbf{H_0}$. В экспериментах исследовались визуализированные картины, описывающие дифракцию ПСВ на отверстии в плоскости ферритовой пленки для частот от 2970 МГц до 3100 МГц. Визуализированные картины

для ПСВ с частотой f_1 = 2971 МГц представлены на рис. 1 (а и б), а соответствующие картины, рассчитанные на базе пакета программ MUMAX3, – на рис. 1 (в и г).

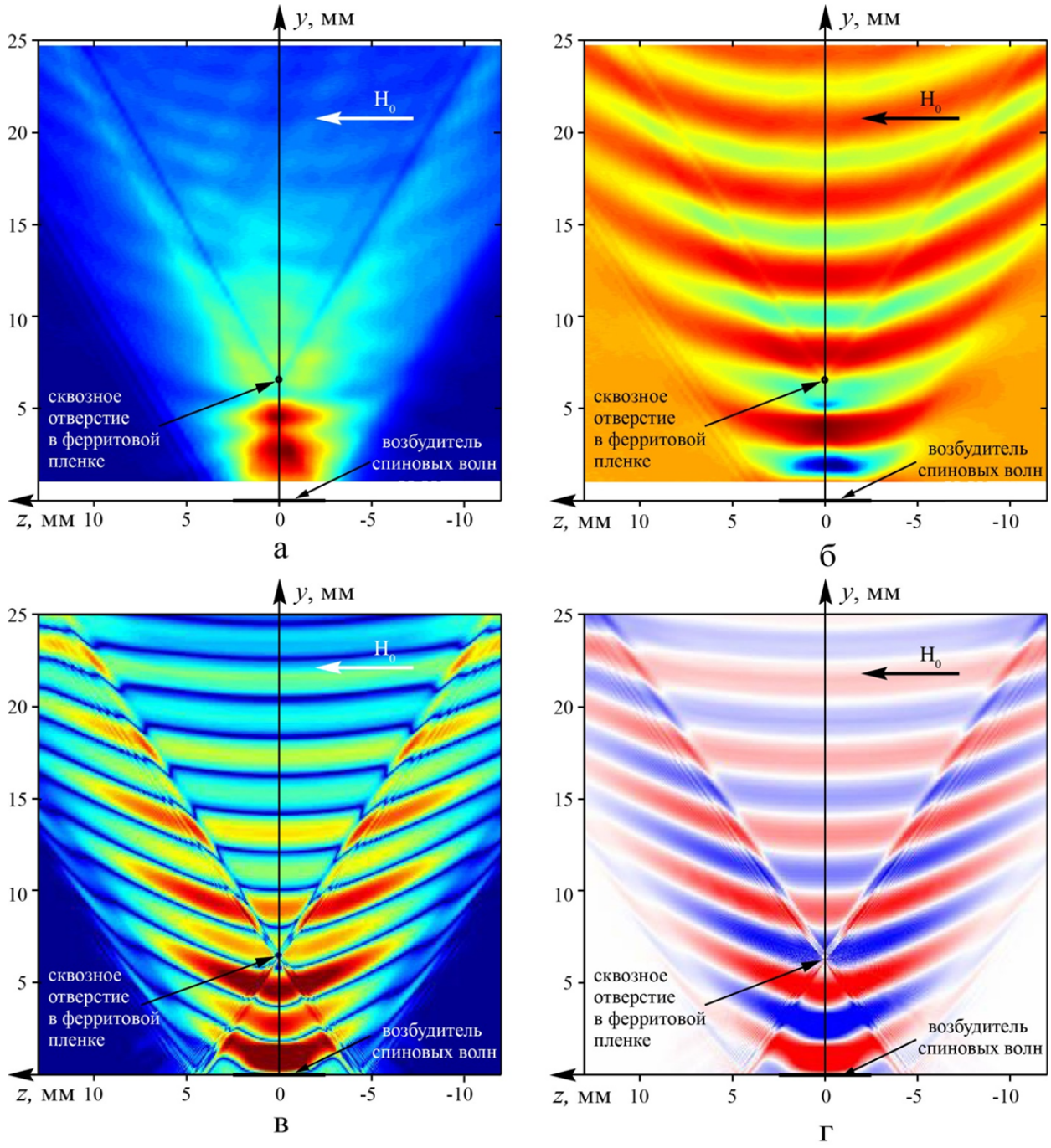


Рис. 1. Экспериментальное (а, б) и рассчитанное (в, г) распределения амплитуды (а, в) и фазы (б, г) поверхностной СВ, возбуждаемой линейным, параллельным вектору $\boldsymbol{H_0}$ *преобразователем, при её дифракции на сквозном отверстии в ферритовой пластине.*

Опишем подробнее, как происходит распространение и дифракция волнового пучка ПСВ (рис. 1). Основная часть СВЧ-энергии, поступающая на преобразователь, расходуется на возбуждение волновых векторов **k**, которые близки по ориентации к вектору $\mathbf{k_0}$ = 15.66 см$^{-1}$, ориентированному под углом φ = 0 к оси *y* (причём $\lambda_0 \sim 4$ мм). Поскольку при φ ~ 0 в соответствии с расчётами относительная угловая ширина дифракционного луча σ (определяющая дифракционную расходимость) велика (σ > 1.5) и поскольку $\lambda_0 \sim D$ = 5 мм, то вся эта энергия быстро расплывается и амплитуда ПСВ вдоль оси *y* уменьшается (рис. 2а). Если на рис. 2 из правого конца преобразователя провести луч под углом, равным углу отсечки

$\psi_{отс1} = -34.3^{o}$ вектора групповой скорости **V**, а из левого конца преобразователя – луч под углом $\psi_{отс2} = 34.3^{o}$, то построенные лучи ограничат область ферритовой пленки, внутри которой расплывается вся эта энергия. В итоге, как видно из рис. 2а, тень от отверстия также практически не возникает ни вдоль оси *y*, ни в направлениях, лежащих в секторе углов $-30^{o} < \psi < 30^{o}$ относительно отверстия, поскольку, во-первых, диаметр отверстия $d << \lambda_0 \sim 4$ мм и, во-вторых, направлениям, близким к $\psi = \varphi = 0$, соответствует наибольшая величина $\sigma > 1.5$.

Следует отметить, что для данных параметров ферритовой пластины, поля H_0 и частоты при ориентации волнового вектора **k** под углами $\varphi_{s1} = 44.6^{o}$ и $\varphi_{s2} = -44.6^{o}$ возможно сверхнаправленное распространение СВ в направлениях $\psi_{s1} = -31.1^{o}$ и $\psi_{s2} = 31.1^{o}$, соответствующих ориентации вектора **V**, поскольку для данных ориентаций **k** величина производной $d\psi/d\varphi$ равна нулю и, следовательно, $\sigma = 0$ в соответствии с формулой (38) в [1]. Поэтому при углах $\psi = \pm\psi_{s1}$ ситуация меняется, поскольку *только при этих углах* $\sigma = 0$, что означает *отсутствие* дифракционной расходимости волнового пучка. В результате, на дифракционной картине за отверстием в направлениях $\psi = \pm 31.1^{o}$ наблюдаются две отчетливые тени, похожие на отходящие от отверстия ровные «канавки» (см. рис. 2а), ширина которых равна диаметру отверстия *d* и не меняется по мере распространения луча (рис. 2а)! Отметим, что тень от отверстия на дифракционных картинах для ПСВ с другими частотами была не столь отчётливой и сильнее расширялась, из-за того, что с увеличением частоты ПСВ величина σ не бывает равной нулю, а её минимальное значение возрастает Поскольку $k_{s1} = k_{s2} = 45.37$ см$^{-1}$ ($\lambda_{s1,2} = 1385$ мкм), то можно констатировать следующее: в результате дифракции на отверстии диаметром $d = 250$ мкм СВ длиной $\lambda_{s1,2} = 1385$ мкм, превышающей размер отверстия в $\lambda_{s1,2}/d = 5.54$ раз, в направлениях $\psi_{s1,2} = \pm 31.1^{o}$, исходящих от отверстия, возникает отчётливая тень шириной *d* на расстоянии $\sim L = 21$ мм от отверстия (и это не предел, судя по рис. 2а), причём расстояние *L* превышает диаметр отверстия в $L/d = 84$ раза. Для сравнения, если провести оценки с использованием критерия разрешимости Рэлея для изотропных сред, то окажется, что в описанной выше ситуации тень от объекта наблюдаться не может!

Таким образом, из-за наличия в анизотропной среде – ферритовой пластине – направлений, в которых возможно сверхнаправленное распространение волны, в этих направлениях возникает новое физическое явление – сверхразрешение, при котором угловое разрешение оказывается во много раз меньше, чем полученное на основе критерия разрешимости Рэлея.

Авторы благодарят за изготовление отверстия в ферритовой плёнке сотрудника АО НИИ "ФЕРРИТ-ДОМЕН" Иванова В.П.

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания по теме № 0030-2019-0014 и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-00356) и гранта президента РФ № МК-1870.2020.9.

Список использованных источников:

1. Локк Э.Г. Угловая ширина луча при дифракции на щели волны с неколлинеарными групповой и фазовой скоростями // УФН – 2012 – т.182 – №12 – с. 1327-1343.

2. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirectional beam of surface spin wave // EPL (EuroPhysics Letters) – 2018 – V. 123 – №4 – P. 44003-p1 – 44003-p7.

3. Annenkov A.Yu., Gerus S.V., Lock E.H. Superdirected beam of the backward volume spin wave // EPJ Web of Conferences – 2018 – V. 185 – P. 02006-1 - 02006-3.

4. Sadovnikov A. V., Odintsov S. A., Beginin E. N., Sheshukova S. E., Sharaevskii Yu. P. and Nikitov S. A. Toward nonlinear magnonics: Intensity-dependent spin-wave switching in insulating side-coupled magnetic stripes // Phys. Rev. B – 2017 – V.96 – P. 144428.

УДК 314.748

АСИММЕТРИЯ ПИКОВ ФУНКЦИИ ГРИНА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ДВУМЕРНЫМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

Игнатченко В.А.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник,
Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Цикалов Д.С.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Полухин Д.С.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Влияние двумерных неоднородностей на динамическую восприимчивость (функцию Грина) ферромагнетиков рассмотрено. Исследование проведено численно с учетом процессов многократного рассеивания волн на случайных неоднородностях в рамках самосогласованного приближения. Показано, что пики функций Грина под действием двумерных неоднородностей принимают асимметричную форму. Низкочастотные края пиков имеют более крутой спад, а высокочастотные края имеют более пологий спад, с хвостами, вытянутыми в высокочастотную область. С ростом корреляционного волнового числа двумерных неоднородностей ширины пиков уменьшаются, асимметрия формы пиков увеличивается, достигает максимума и затем уменьшается.*

Ключевые слова: *функции Грина, неоднородности, динамическая восприимчивость, спиновые волны, самосогласованное приближение, магнитные пленки.*

ASYMMETRY OF GREEN FUNCTION PEAKS IN FERROMAGNETS WITH TWO-DIMENSIONAL INHOMOGENEITIES

Ignatchenko V.A.

Dr.Sc., Professor, Principal Researcher, Kirensky Institute of Physics,
Federal Research Center KSC SB RAS

Tsikalov D.S.

Ph.D. Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Polukhin D.S.

Ph.D. Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *Effects of two-dimensional inhomogeneities on the dynamic susceptibility (Green function) of ferromagnets have been considered. The study was carried out numerically, taking into account the processes of multiple scattering of waves by random inhomogeneities in the framework of the self-consistent approximation. It has been shown that the peaks of the Green functions under the*

action of two-dimensional inhomogeneities took on an asymmetric shape. The low-frequency edges of the peaks have a steeper roll-off, and the high-frequency edges have a gentler roll-off, with tails stretched into the high-frequency region. With an increase in the correlation wave number of two-dimensional inhomogeneities, the widths of the peaks decrease, the asymmetry of the peak shapes increases, reaches a maximum, and then decreases.

Keywords: *Green functions, inhomogeneities, dynamic susceptibility, spin waves, self-consistent approximation, magnetic films*

В работе [1] было показано, что фазовые двумерные неоднородности в магнитной сверхрешетке в плоскости xy при распространении волны вдоль оси сверхрешетки z приводят к асимметричному уширению функции Грина. В работе [2] была получена аналитическая формула для такой ситуации, в которой проявляется тот же эффект асимметрии пика. Эти результаты были получены в приближении однократного рассеяния волн на неоднородностях (приближение Бурре [3]).

Цель данной работы – рассмотреть, как проявляется эффект асимметрии функции Грина, обусловленный двумерными амплитудными неоднородностями в исходно однородном ферромагнетике, не содержащем регулярной структуры сверхрешекти. Исследование проводится с учетом процессов многократного рассеяния волн на неоднородностях. Для учета процессов многократного рассеивания волн используется метод самосогласованного приближения (SCA) как в стандартной форме, так и в форме более высокого уровня по отношению к стандартной SCA, с учетом как первого, так и второго члена ряда для вершинной функции, выведенного в работе [4]. В работе [5] было проведено сравнение нового и стандартного SCA, как между собой, так и с численным моделированием рассматриваемой задачи.

Уравнение для спиновых волн в ферромагнитной среде с неоднородным параметром величины одноосной магнитной анизотропии $\beta(\mathbf{x})$ может быть представлено в виде

$$\nabla^2 m + \left[\nu + \gamma\rho(\mathbf{x})\right]m = 0\,, \tag{1}$$

где $m = M_x + iM_y$, $\nu = (\omega - \omega_0)/g\alpha M_0$, $\gamma = \Delta\beta/\alpha$, $\Delta\beta$ – среднеквадратичные отклонения, ω – частота, $\omega_0 = [H + (\beta - 4\pi)M_0]$ – частота однородного ферромагнитного резонанса, g – гиромагнитное отношение, α – постоянная обмена, $\rho(\mathbf{x})$ – центрированная ($<\rho(\mathbf{x})>0$) нормированная ($<\rho^2(\mathbf{x})>1$) случайная функция. Направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$, постоянной составляющей $\mathbf{M}_0$ намагниченности $\mathbf{M}$ и оси магнитной анизотропии $\mathbf{l}$ совпадают с направлением оси z.

В отличие от стандартного SCA, новое SCA описывается связанной системой двух нелинейных интегральных уравнений для функции Грина G и вершинной функции Γ [4]

$$G_{\mathbf{k}} = \frac{1}{g_{\mathbf{k}}^{-1} - \gamma^2(2\pi)^{-3}\int S_{\mathbf{k}-\mathbf{k}1}G_{\mathbf{k}1}\Gamma_{\mathbf{k}1,\mathbf{k}-\mathbf{k}1}d\mathbf{k}_1}\,, \tag{2}$$

$$\Gamma_{\mathbf{k}1,\mathbf{k}-\mathbf{k}1} \approx \frac{1}{1 - \gamma^2(2\pi)^{-3}\int S_{\mathbf{k}1-\mathbf{k}2}G_{\mathbf{k}2}G_{\mathbf{k}-\mathbf{k}1+\mathbf{k}2}\Gamma_{\mathbf{k}2,\mathbf{k}1-\mathbf{k}2}d\mathbf{k}_2}\,. \tag{3}$$

Для перехода к более простому стандартному SCA, следует заменить функцию $\Gamma_{\mathbf{k}1,\mathbf{k}-\mathbf{k}1}$ единицей. Для перехода к приближению Бурре, кроме этой замены, необходимо заменить под интегралом уравнения (2) искомую функцию Грина $G_{\mathbf{k}1}$ на исходную функцию $g_{\mathbf{k}1}$. Корреляционная функция двумерных неоднородностей спадает только в координатной плоскости xy. Вдоль оси распространения исходной волны z она постоянна, то есть характеризуется бесконечно большим корреляционным радиусом. Таким образом, затухание и модификация закона дисперсии исходной волны в этом случае определяется только x и y компонентами

рассеянных волн. Корреляционная функция двумерных неоднородностей и соответствующая ей спектральная плотность имеют вид

$$K(\mathbf{r}) = \exp(-k_c r_\perp), \qquad S(\mathbf{k}) = (2\pi)^2 \delta(k_z) \frac{k_c}{(k_c^2 + k_x^2 + k_y^2)^{2/3}}, \tag{4}$$

где k_c – корреляционное число неоднородностей ($r_c = k_c^{-1}$ – корреляционный радиус). Подставив выражение для $S(\mathbf{k})$ в виде $S_{\mathbf{k}-\mathbf{k}1}$ и $S_{\mathbf{k}1-\mathbf{k}2}$ в уравнения (2) и (3), соответственно, проводим интегрирование по k_{z1} и k_{z2} и азимутальному углу φ. В результате получаем систему самосогласованных интегральных уравнений относительно $k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, которую решаем численно методом последовательных приближений. Ряд рассчитанных зависимостей функции Грина от частоты ν приведен на рисунках 1и 2.

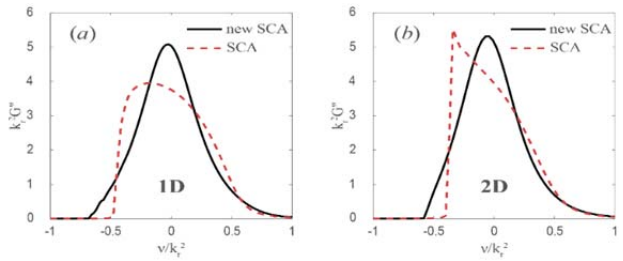


Рис. 1. Функция Грина $G_{\mathbf{k}}$ от ν / k_r^2, соответствующая ФМР ($n = 0$) для 1D (a) и 2D неоднородностей (b), вычисленная в стандартном SCA (красные штриховые кривые) и новом SCA (черные сплошные кривые).

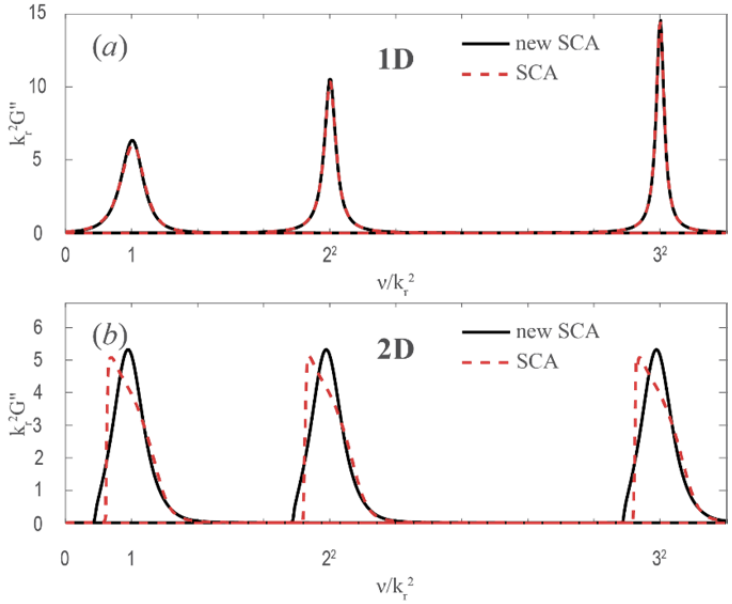


Рис. 2. Функция Грина $G_{\mathbf{k}}$ от ν / k_r^2, соответствующая спин-волновым резонансам для случаев 1D (a) и 2D неоднородностей (b).

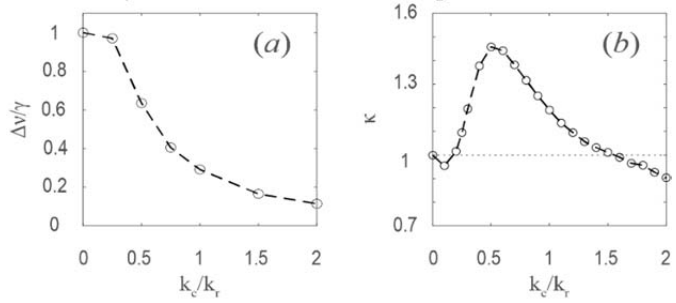


Рис. 3. Ширина пика на половине высоты пика $\Delta\nu / \gamma$ (a) и коэффициент асимметрии пика на одной четверти высоты пика κ (b) в зависимости от корреляционного числа 2D неоднородностей k_c / k_r.

Функция Грина $G_{\mathbf{k}}$ вычислялась в неограниченном пространстве. Однако для сравнения с экспериментом по спин-волновому резонансу, непрерывные значения частоты ν показаны на рисунках для некоторых дискретных ее значений, соответствующих резонансным пикам восприимчивости $\chi_{\mathbf{k}}$ ферромагнитного (ФМР) и спин-волнового (СВР) резонансов в тонких пленках. При нормировке ν/k_r^2 (где $k_r=\pi/d$, d – толщина пленки), резонансным пикам функции $G_{\mathbf{k}}$ соответствуют целые числа: $\nu/k_r^2=n^2$. Зависимость амплитуд пиков от номера пика n для функций $G_{\mathbf{k}}$ и $\chi_{\mathbf{k}}$ может быть различной из-за отличий условий возбуждения колебаний. Однако форма пиков и их ширины одинаковы для обеих этих функций. Для сравнения, на графиках, кроме функции $G_{\mathbf{k}}$ для двумерных (2D) неоднородностей показаны $G_{\mathbf{k}}$ для одномерных (1D) неоднородностей. На рис. 1 приведено $G_{\mathbf{k}}$, соответствующее ФМР ($n=0$) для 1D (*a*) и 2D (*b*) неоднородностям. На этом рисунке наиболее ярко проявляется разница между результатами, полученными в стандартном (красные штриховые кривые) и новом SCA (черные сплошные кривые). Видно, что сильные различия формы $G_{\mathbf{k}}$ для 1D и 2D неоднородностей при $n=0$ являются следствием несовершенства метода стандартного SCA. Эти различия отсутствуют для результатов, полученных в новом SCA. На рис. 2 показаны функции Грина спин-волновых пиков для 1D (*a*) и 2D (*b*) неоднородностей. Видно резкое различие между случаями 1D и 2D. В случае 1D пики имеют симметричную форму, их ширины убывают с ростом номера пика n. В случае 2D форма пиков асимметрична, их ширины не зависят от n. Видно также, что для расчета 1D пиков достаточно применять стандартное SCA, тогда как для 2D пиков оно приводит к существенным искажениям формы пиков. Рассчитывалась также зависимость ширины пиков $\Delta\nu/\gamma$ (рис. 3*a*) и коэффициента асимметрии κ, равного отношению левой и правой полуширин пиков (рис. 3*b*), от нормированного корреляционного числа 2D неоднородностей k_c/k_r. Видно, что с ростом k_c, $\Delta\nu$ уменьшается, функция $\Delta\nu(k_c)$ имеет точку перегиба в окрестности $k_c/k_r\approx 0.5$. Коэффициент асимметрии κ с ростом k_c сначала возрастает, достигает максимального значения $\kappa=1.45$ при $k_c/k_r=0.5$, а затем уменьшается. Для $\kappa<1$ форма пиков меняется: левая полуширина пиков становится больше правой.

Расчеты в работе проведены в предположении, что собственное затухание спиновой системы много меньше затухания, обусловленного двумерными неоднородностями. Только для такой ситуации может проявиться эффект асимметричной формы пика динамической восприимчивости, а из сравнения теории с экспериментом можно было бы определить реальную форму пика и измерить параметры, определяющие корреляционные свойства неоднородностей.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240010.

Список использованных источников:

1. Игнатченко В.А., Маньков Ю.И., Цикалов Д.С. Высокочастотная восприимчивость сверхрешетки с двумерными неоднородностями / Журнал экспериментальной и теоретической физики. – №4 (10), т. 134. 2008. – С. 706-715.

2. Игнатченко В.А., Цикалов Д.С. Спектральные свойства волн в сверхрешетках с двух- и трехмерными неоднородностями / Журнал экспериментальной и теоретической физики. – №2 (8), т. 140. 2011. – С. 268-281.

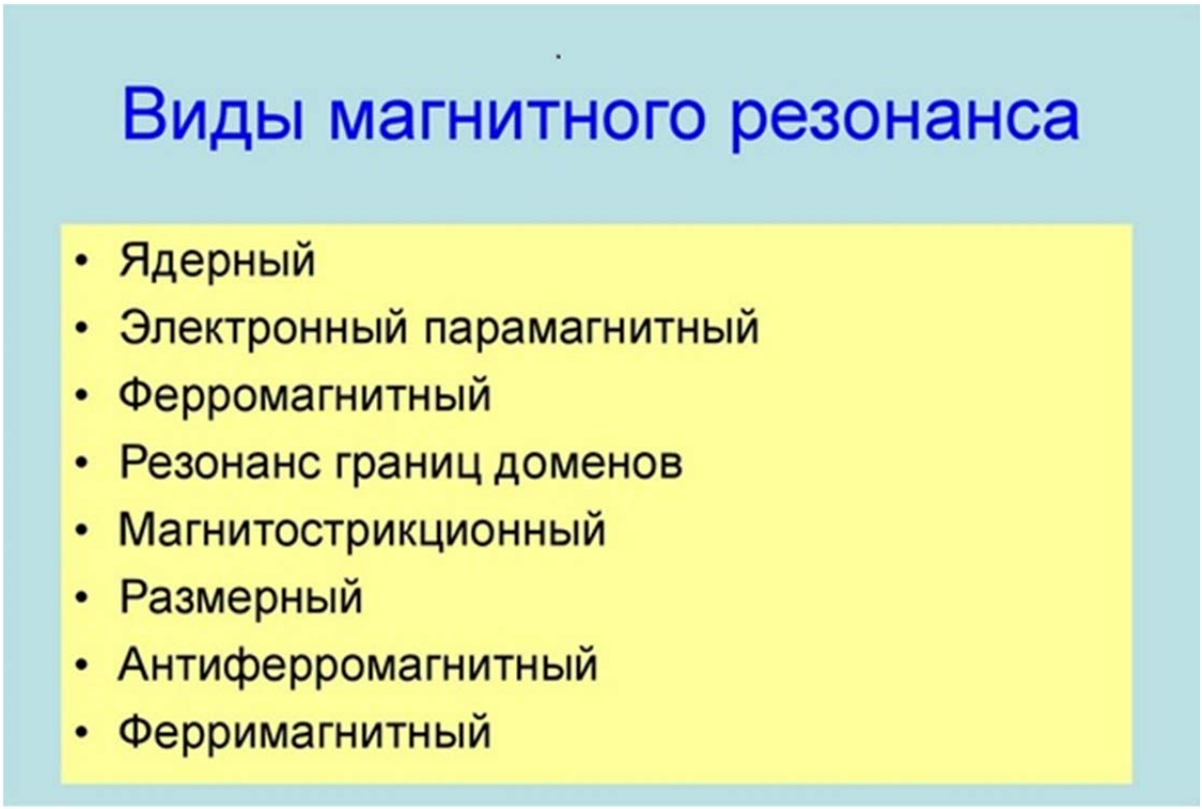
3. Bourret R.C. Propagation of randomly perturbed fields / Nuovo Cimento. V. 26. 1962. – P. 1; Canadian Journal of Physics. V. 40. 1962. – P. 782-790.

4. Ignatchenko V.A., Polukhin D.S. Development of a self-consistent approximation /Journal of Physics A: Mathematical and Theoretical. V. 49. 2016. – P. 095004.

5. Ignatchenko V.A., Polukhin D.S., Tsikalov D.S. Self-consistent approximation: Development and application to the problem of waves in inhomogeneous media / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. V. 440. 2017. – P. 83-86.

Магнитным резонансом Шумана (далеко не композитора) называется явление образования стоячих электромагнитных волн сверхнизких частот между поверхностью Земли и ионосферой…

Из «Википедии»



И многие прочие тоже

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В МАГНЕТИКАХ

УДК 537.635

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ ВТОРОГО ПОРЯДКА В ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ СТРУКТУРЕ

Абрамовский И.Е.

студент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Власов В.С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Плешев Д.А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина,
доцент кафедры ФиАТПиП СЛИ (филиал) СПбГЛТУ

Котов Л.Н.

д.ф.-м.н., зав. кафедрой РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Щеглов В.И.

к.ф.-м.н., с.н.с., институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *В работе рассмотрена нелинейная прецессия намагниченности в двухслойной магнитосвязанной структуре. Проведено численное решение уравнений движения векторов намагниченности. Получены параметрические портреты колебаний векторов намагниченности в случае действия комбинации внешних несимметричных полей и внутренних полей анизотропии на колебания векторов намагниченности. Показано влияние константы взаимодействия слоев на характер параметрических портретов намагниченности.*

Ключевые слова: *нелинейная динамика намагниченности, многослойные структуры.*

INVESTIGATION OF SECOND-ORDER PRECESSION MODES OF MAGNETIZATION IN A TWO-LAYER FERROMAGNETIC STRUCTURE

Abramovski I.E.

Student of the Radiophysics and Electronics Department,
SSU named after Pitirim Sorokin

Vlasov V.S.

Ph.D., assistant professor of the Radiophysics and Electronics Department,
SSU named after Pitirim Sorokin

Pleshev D.A.

Ph.D., assistant professor of the Radiophysics and Electronics Department, SSU named after Pitirim Sorokin, assistant professor of the Department, SFI branch campus SPbSFTU

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, head of the Radiophysics and Electronics Department, SSU named after Pitirim Sorokin

Shcheglov V.I.

Ph.D., senior researcher, Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS

Annotation. *The nonlinear precession of magnetization in a two-layer magneto-coupling structure is considered. The equations of motion of the magnetization vectors are numerically solved. Parametric portraits of the oscillations of the magnetization vectors are obtained in the case of the action of a combination of external asymmetric fields and internal anisotropy fields on the oscillations of the magnetization vectors. The influence of the layer interaction constant to the character of parametric magnetization portraits is shown.*

Keywords: *nonlinear dynamics of magnetization, multilayer structures.*

Введение

Сейчас активно ведутся работы по компьютерному моделированию нелинейной магнитной динамики тонкоплёночных структур, отличающихся друг от друга своими составами, методами изготовления и свойствами. Данный интерес вызван необходимостью в создании принципиально новых технических устройств, способствующих дальнейшему развитию вычислительной техники. В роли заинтересованных научных отраслей выступают электроника и спинтроника, работающие над созданием магнитно-резистивной памяти, спиновых процессоров, спиновых вентилей и др. [1]. Традиционно подобные устройства работают на использовании нелинейной динамики намагниченности, связанной с ориентационными переходами в многослойных структурах. В нашей работе рассматривается нелинейная динамика двухслойной магнитной структуры, которая может лечь в основу таких устройств СВЧ электроники как:

1) датчики с высокоразрешающей способностью регистрации постоянных и переменных полей;
2) устройства, измеряющие постоянные и переменные магнитные поля, обладающие очень низкой погрешностью;
3) прецизионные системы стабилизации постоянных и переменных магнитных полей.

В работе были смоделированы режимы прецессии намагниченности второго порядка в нормально намагниченной двухслойной ферромагнитной структуре с кубической анизотропией.

Геометрия задачи и основные уравнения

Рассмотрим перпендикулярно намагниченную двухслойную плёнку. Переменное поле лежит в плоскости плёнки и является поляризованным по кругу. Для описания магнитной динамики плёнки используется уравнение Ландау-Лифшица. Уравнение рассматривалось в декартовой системе координат. В качестве внутренних полей учитывалось поле кубической анизотропии, размагничивающие поля слоёв плёнки и поле взаимодействия слоёв пропорциональное намагниченности соседнего слоя [2]. В работе рассматривалась анизотропия типа [100], [110], [111] слоёв плёнки [3].

Задача решается в декартовой системе координат *Oxyz*, плоскость *Oxy* совпадает с плоскостью плёнки. В этой плоскости ориентировано циркулярно поляризованное переменное магнитное поле h_{xy}. Вдоль оси *Oz* направлено постоянное магнитное поле ***H***. Для каждого слоя векторное уравнение Ландау-Лифшица преобразуется в систему из трёх нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений. Учёт взаимодействия двух слоёв

плёнки сводит задачу к системе из шести дифференциальных уравнений, которые в данной статье решались численно методом Рунге-Кутта 4-5 порядка в системе Scilab.

Результаты расчётов

Рассмотрим результаты моделирования вынужденной нелинейной прецессии вектора намагниченности в нормально намагниченной двухслойной ферритовой структуре с магнитостатическим типом связи между слоями. В ходе расчётов рассматривались действия малых несимметричных полей, поля кубической анизотропии слоёв различной ориентации, а также поле межслойного взаимодействия на прецессию второго порядка вектора намагниченности.

В ходе моделирования было показано влияние различных факторов по отдельности при постоянстве определённой совокупности условий. Для каждого изменяемого параметра была построена своя серия прецессионных портретов. Были подробно рассмотрены комбинации полей анизотропии и малых несимметричных полей при их совместном действии. Показано явление компенсации сгущений на прецессионном портрете, вызванные малыми несимметричными полями и полем кубической анизотропии.

Обнаружен специфичный режим прецессии положения равновесия для анизотропии типа [111], который оказался сильно зависящим от величины и направления поля межслойного взаимодействия: в ходе работы было показано, что в отсутствии второго слоя, прецессия положения равновесия с выраженными сгущениями срывается в малоамплитудную круговую прецессию.

С ростом константы межслойного взаимодействия J при небольших её значениях, происходит незначительное, но заметное изменение прецессионных портретов. Сгущение, возникающее под действием данного поля, смещается по часовой стрелке при увеличении J. Помимо данного смещения также можно обратить внимание на общее уширение кольца параметрического портрета. Исходя из этих данных, мы можем предположить, что поле межслойного взаимодействия влияет на период обращения вектора намагниченности (рис. 1). Под действием поля межслойного взаимодействия происходит смещение сгущения вызванного им вдоль окружности прецессионного портрета. Это говорит о том, что минимум энергии, вызванный действием поля анизотропии, становится глубже под действием поля межслойного взаимодействия. При значениях константы J в районе 200-250 эрг/см^3 действие поля межслойного взаимодействия становятся сопоставимым с действием поля анизотропии, поэтому на портретах возникают новые сгущения (которые не так ярко выражены, но при этом заметны), которые, в зависимости от значения J, могут совпадать со сгущениями анизотропии. Период полного оборота прецессии второго порядка несколько больше, чем для других значений константы связи.

Начиная с J = 300 эрг/см^3, кольцо прецессии второго порядка начинает заметно расширяться. При дальнейшем росте J влияние поля анизотропии уменьшается, сгущения становятся менее выраженными, пока большое кольцо полностью не станет равномерно заполнено маленькими кольцами (рис. 1). Начиная с J = 800 эрг/см^3, сгущения перестают быть видны, и большое кольцо выглядит равномерно заполненным малыми кольцами.

Во второй части работы рассматривается случай слоёв из ферромагнитных металлов, разделённых немагнитной металлической прослойкой. В этом случае характер межслойной связи будет определяться косвенным обменным взаимодействием и значения константы J будут на несколько порядков больше, чем в случае рассмотренном выше. Были взяты слои изготовленные из железа и никеля. Определены значения констант связи слоёв, приводящих в срыву круговой прецессии намагниченности, как и в случае структуры с магнитостатическим типом связи между слоями.

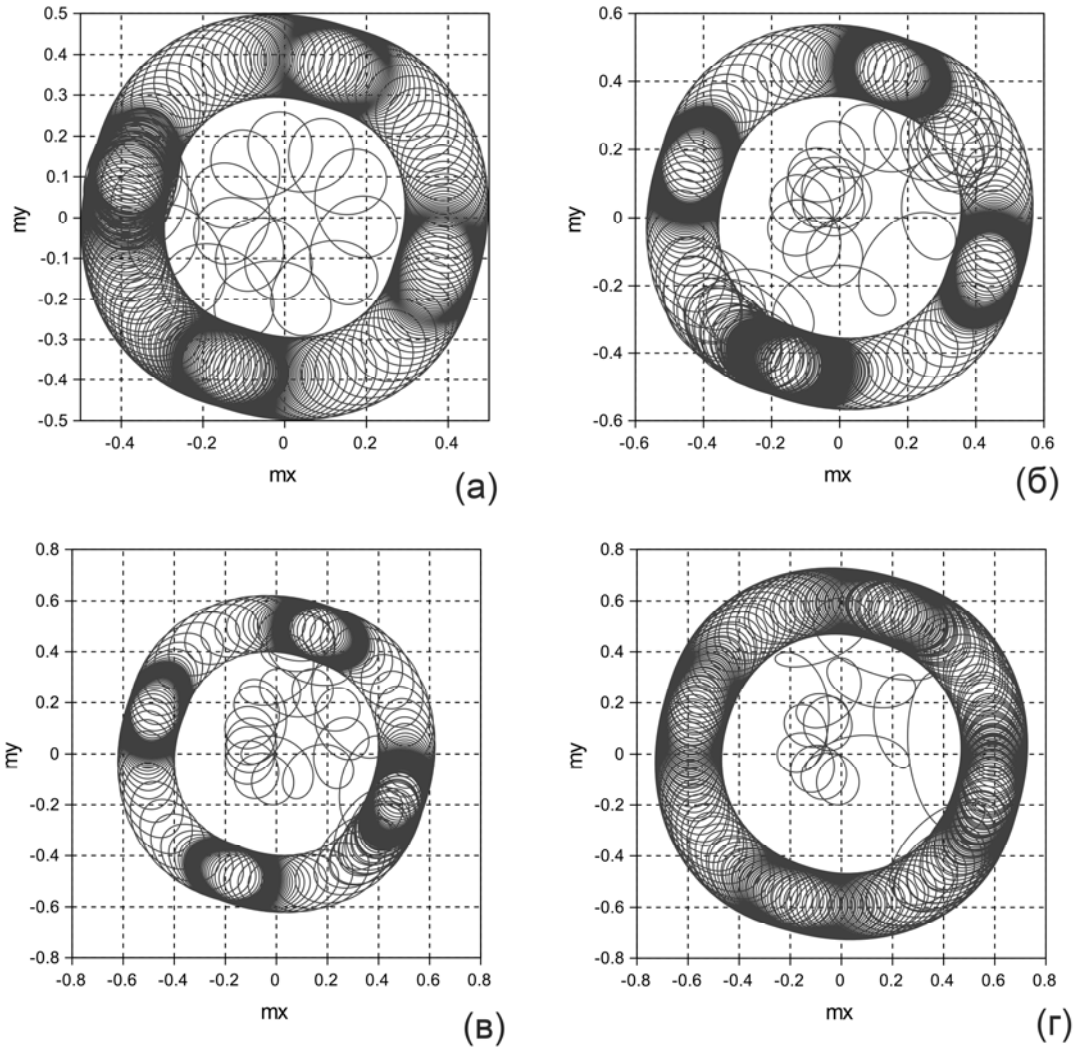


Рис. 1. Прецессионные портреты для 1-го слоя плёнки при анизотропии типа [100] и изменении константы связи слоёв J: (а) J=50 эрг/см^3; (б) J=180 эрг/см^3; (в) J=300 эрг/см^3, (г) J=600 эрг/см^3.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Республики Коми в рамках научного проекта № 20-42-110004 р_а_Республика Коми и частично за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

Список использованных источников

1. Claas Abert. Micromagnetics and spintronics: models and numerical methods // The European Physical Journal B. – 2019. – V. 92. Article number: 120.
2. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе. // Радиотехника и Электроника. – 2014. – Т. 59. – №5. – С.482-497.
3. Власов В.С., Кирушев М.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Прецессия намагниченности второго порядка в анизотропной среде. II. Кубическая анизотропия. // Радиотехника и Электроника. – 2013. – Т.58. – №9. – С. 857-873.

УДК 537.622.4:537.635

ВЛИЯНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ПОЛЯ НАМАГНИЧИВАНИЯ НА ФМР В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ Fe_xNi_{100-x}

Вызулин С.А.

д. ф.-м. н., доцент, старший научный сотрудник, Федеральное государственное казенное военное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Краснодарское высшее военное училище имени генерала армии С.М. Штеменко"

Сырьев Н.Е.

к. ф.-м. н., доцент, доцент, Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова", физический факультет

Аннотация. *Исследованы влияние ориентации поля намагничивания на магниторезонансные характеристики нанотолщинных пленочных систем Fe_xNi_{100-x}. Экспериментально показано, что в тонких однослойных пленочных структурах Fe_xNi_{100-x} теория Киттеля для однородного ФМР может не выполняться.*

Ключевые слова: *ферромагнитный резонанс, пленки пермаллоя, поле намагничивания*

INFLUENCE OF THE ORIENTATION OF THE MAGNETIZATION FIELD ON FMR IN THIN FILMS Fe_xNi_{100-x}

Vyzulin S. A. D.

Dr.Sc., Associate Professor, Senior Researcher, Federal State Military Educational Institution of Higher Professional Education «Krasnodar Higher Military School named Army General S.M. Shtemenko»

Syr'ev N. E.

Ph. D., Associate Professor, Associate Professor, Federal State Educational Institution of Higher Professional Education «Moscow state University named M.V. Lomonosov», Faculty of Physics

Annotation. *The influence of the orientation of the magnetization field on the magnetic resonance characteristics of FexNi100-x nanotolschinnyh film systems is investigated. It is shown experimentally that in thin single-layer film structures Fe_xNi_{100-x}, Kittel's theory for uniform FMR may not be valid.*

Keywords: *ferromagnetic resonance, permalloy films, magnetization field*

Интерес к структурам с тонкими магнитными слоями, обусловлен возможностью изменять в широких пределах их физические свойства. На основе одних и тех же веществ, но с различными величинами размерных параметров, можно получить, например, объекты либо с высокими значениями туннельного магнитосопротивления [1], либо со сверхмягкими характеристиками [2], либо с высокими значениями магнитооптического отклика [3]. Такое разнообразие свойств пленочных структур обусловлено вариацией условий взаимодействия наночастиц в системе и требует комплексных исследований с помощью различных методов.

Один из эффективных способов исследования магнитных свойств образцов материалов, в том числе и пленок нанометровой толщины, основан на изучении явления

ферромагнитного резонанса (ФМР). Метод ФМР имеет высокую чувствительность и обеспечивает высокую точность измерений параметров резонанса: напряженность резонансного поля, ширину и интенсивность линии поглощения. Он позволяет без специальной подготовки образца установить взаимосвязи между данными наблюдения ферромагнитного резонанса и микроскопическими материальными параметрами нанопленочных систем.

Известна теория однородного ФМР, развитая Киттелем [4] для массивных, намагниченных до насыщения ферромагнитных тел эллипсоидальной формы. Предельными случаями образцов эллипсоидальной формы являются тонкие пластины – пленки. В рамках теории Киттелля зависимость резонансного поля от ориентации поля намагничивания по отношению к плоскости пленки непрерывна. Традиционно принято считать, что теория ФМР Киттелля применима и для тонких, в том числе нанотолщинных, пленок.

Цель работы – изучить особенности проявления явления ФМР в нанотолщинных пленках пермаллоя в зависимости от ориентации поля намагничивания относительно поверхности исследуемого образца.

1. Объект исследований

Исследованы однослойные пленочные структуры из Fe_xNi_{100-x}. Методы синтеза: 1) магнетронное распыление на постоянном токе; 2) термическое испарение. Мишень – Fe_xNi_{100-x}, где x=63÷80. Напыление в однородном планарном магнитном поле 200 Э (для создания наведенной одноосной магнитной анизотропии в плоскости). Подложка – ситалл размером 12х12 мм с напыленным слоем SiO толщиной около 0,5 мкм. Температура подложки – 80°С. Базовое давление перед напылением – $2x10^{-6}$ mbar. Давление во время напыления – $2x10^{-3}$ mbar. Скорость подачи аргона – 100 см^3/мин. При магнетронное распыление – ток плазменного разряда – 0,5 А, а напряжение плазменного разряда – 445 В. При термическом испарении – ток эмиссии – 0,1 А, а напряжение между катодом и анодом – 5,0 кВ Продолжительность напыления – от 60 до 420 с. Время напыления контролировалось. Исходя из скорости и времени напыления, оценивалась толщина магнитного слоя. Толщины магнитных слоев в исследованных образцах – от 25 до 150 нм. Структуры синтезированы в Институте физики им. Л. В. Киренского СО РАН [5]. Из синтезированных структур были изготовлены образцы размером 3х3 мм^2.

2. Метод исследований

Измерения проводились резонаторным способом на ЭПР спектрометре "JEOL JES FA-300" на частоте 9.15 ГГц с применением обычной модуляционной техники при комнатной температуре. Регистрировалась первая производная сигнала поглощения. Записи спектров проводились при возрастающем во времени поле H. В спектрометре используется цилиндрический объемный резонатор с модой TE_{011}. В резонатор вставляется держатель, так что его ось вращения совпадает с ориентацией переменного магнитного поля $\boldsymbol{h}$ и ортогональна ориентации постоянного поля намагничивания $\boldsymbol{H}$. На держателе закрепляют исследуемый образец. Нормаль к плоскости пленки направленную от держателя будем считать положительной, а нормаль направленную к держателю – отрицательной.

В работе исследованы спектры ФМР для различных значений α между внешним магнитным полем $\boldsymbol{H}$ и нормалью к поверхности образца $\boldsymbol{n}$. Угол α можно было изменять от 0 до 360°. По спектрам определялись резонансное поле H_r, ширина линии поглощения ΔH и интенсивность первой производной сигнала поглощения J.

3. Экспериментальные результаты

Для всех исследованных образцов характерным является следующее. В спектре при касательном и нормальном намагничивании пленки наблюдается только одна линия поглощения. Характерный вид зависимостей $H_r(\alpha)$, $\Delta H(\alpha)$ и $J(\alpha)$ продемонстрирован

на рис.1. Дискретность вариации угла α была не более 6º. (Здесь и ниже экспериментальные зависимости приводятся для образца, синтезированного методом магнетронного распыления с *x*=80 и толщиной магнитного слоя порядка 25 нм (образец 1)).

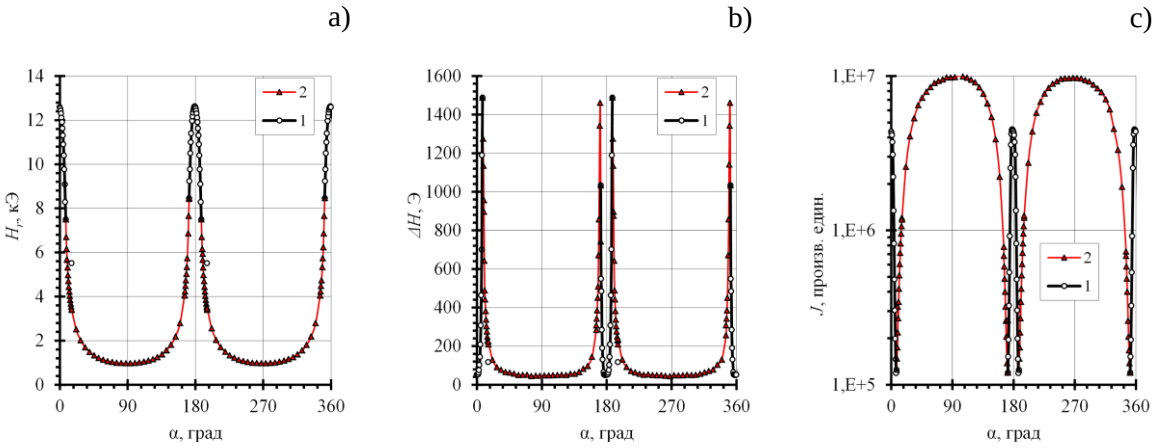


Рис.1. Угловые зависимости $H_r(\alpha)$, $\Delta H(\alpha)$ и $J(\alpha)$

Из представленных диаграмм видно, что существуют такие α_i – ориентации поля намагничивания ***H*** относительно нормали к плоскости пленки ***n***, при которых линии поглощения более чем в 10 раз шире, чем при касательном намагничивании (α=90º). Интенсивность первой производной сигнала поглощения *J* различается при α_i и α=90º в почти на два порядка. Для ситуации, представленной на рис.1, величина α_i≈8, 172, 188 и 352º. Аналогичный характер изменений $\Delta H(\alpha)$ и $J(\alpha)$ наблюдается и для массивных образцов [4]. Однако динамический диапазон изменений ΔH и *J* от α для исследованных тонких пленок Fe_xNi_{100-x} существенно (не менее чем на порядок) больше. Это обстоятельство и послужило причиной для более тщательного исследования спектров тонких пленок Fe_xNi_{100-x} в окрестностях α_i. Под более тщательным исследованием понимается запись спектров с шагом α≈0,18º. Уникальностью используемого измерительного комплекса "JEOL JES FA-300" является наличие автоматически перестраиваемого гониометра. Минимальный шаг изменения угла α в нашем комплексе был 0,18º.

Для некоторых из исследованных образцов в окрестности α_i наблюдалось одновременно два резонанса (рис.2а). Один из резонансов имеет продолжение в области близкой к нормальному намагничиванию (помечен на рис.1 и 2а цифрой 2), а другой – в области близкой к касательному намагничиванию (помечен на рис.1 и 2а цифрой 1).

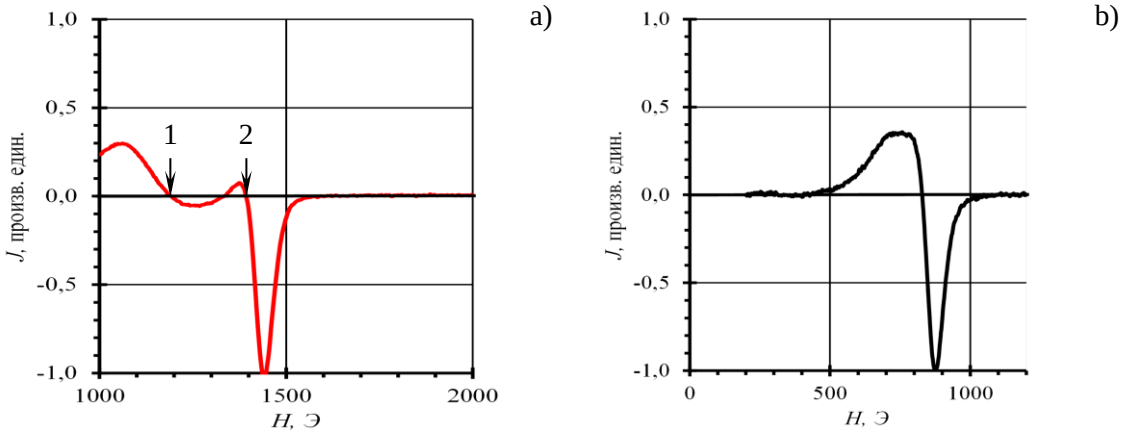


Рис. 2 Вид спектов ФМР

Спектр представленный на рис.2а наблюдался, например, для образца 1. Аналогичный спектр в окрестности α_i регистрировался и для образца с ориентировочной толщиной

магнитного слоя 50 нм, полученного методом термического испарения мишени $Ni_{63}Fe_{37}$ (образец 2).

Расщепление спектра ФМР в окрестности α_i удалось наблюдать не для всех исследованных образцов. Для ряда изученных образцов наблюдается просто уширение линии ФМР с неоднородностями (рис.2b), которые нельзя трактовать как резонансы.

На рис.3 приведены зависимости $H_r(\alpha)$, $\Delta H(\alpha)$ и $J(\alpha)$ для образца 1, наблюдаемые при $|\alpha|<6^o$. Видно, что при приближении поля намагничивания к нормальной (по отношению к плоскости пленки) ориентации в спектре на ряду с модой 1 возникает мода 2. Интенсивность первой производной сигнала поглощения J при уменьшении величины $|\alpha|$ для моды 1 падает (становится меньше уровня регистрируемых помех), а для моды 2 – возрастает (она становится сравнимой по величине с сигналом для моды 1, наблюдаемым при касательном намагничивании).

Углы намагничивания α, при которых наблюдается исчезновение моды 1 и возникновение моды 2, расположены симметрично по обе стороны от нормали к плоскости пленки

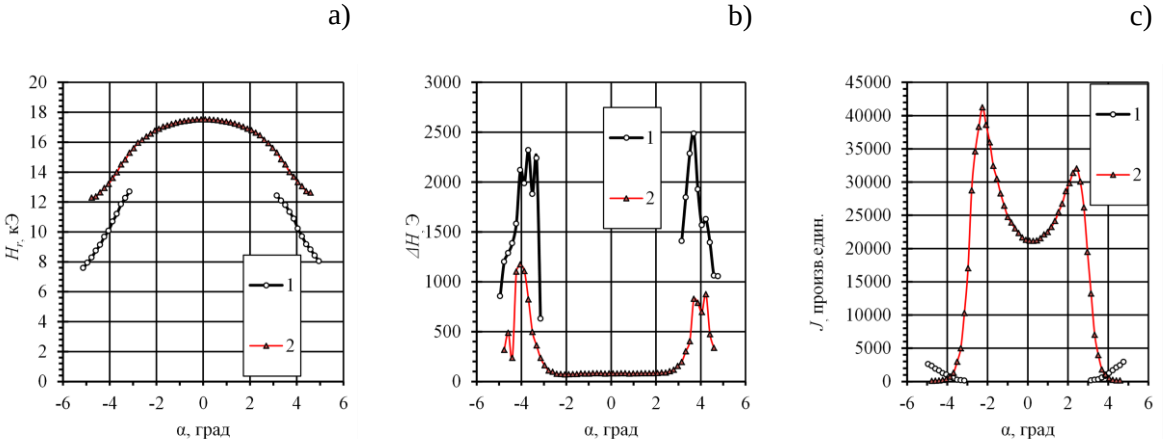


Рис.3. Угловые зависимости $H_r(\alpha)$, $\Delta H(\alpha)$ и $J(\alpha)$ вблизи нормально намагничивания

Заключение

Представленные экспериментальные результаты указывают на то, что в тонких однослойных пленочных структурах Fe_xNi_{100-x} теория Киттеля для однородного ФМР может не выполняться.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kakazei G.N. and all*. Tunnel magnetoresistance and magnetic ordering in ion-beam sputtered Co80Fe20/Al2O3 discontinuous multilayers // J. Appl. Phys. 2001, v.90, № 8, p.4044 – 4048.

2. *Bedanta S. and all*. Overcoming the Dipolar Disorder in Dense CoFe Nanoparticle Ensembles: Superferromagnetism// Phys. Rev. Lett. 2007, v. 98, p. 176601-1 – 176601-4.

3. Ганьшина Е.А и др. Усиление магнитооптического отклика в многослойной системе нанокомпозит – гидрогенизированный аморфный кремний // Известия РАН, сер. Физическая.- 2008.- № 10.- с. 1455-1457.

4. Гуревич А.Г. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. М.: Наука.1973 – 593 с.

5. Беляев Б.А. и др. Особенности поведения магнитных характеристик вблизи краев тонких пермаллоевых пленок // Известия ВУЗов. Физика. 2020, т. 63, № 1(745), с.17-23.

УДК 537.622

КОМПЛЕКСЫ СЭНДВИЧЕВОГО ТИПА НА ОСНОВЕ НАФТАЛОЦИАНИНОВЫХ ЛИГАНДОВ С ПАРАМАГНИТНЫМИ ЦЕНТРАЛЬНЫМИ ИОНАМИ: ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ СВОЙСТВ

Дубинина Т.В.

к.х.н., старший научный сотрудник,
Химический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Косов А.Д.

к.х.н., научный сотрудник,
Химический факультет, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Аннотация. *Работа посвящена изучению влияния природы парамагнитного лантанид-иона на характер спектров поглощения и электронного парамагнитного резонанса новых нафталоцианиновых комплексов сэндвичевого строения. Изучено влияние на спектры наличия (радикальная форма) или отсутствия (восстановленная форма) органического радикала, а также возможность проявления внутримолекулярных f-π взаимодействий.*

Ключевые слова: *фталоцианины, парамагнетизм, электронный парамагнитный резонанс, спектроскопия поглощения*

SANDWICH TYPE COMPLEXES BASED ON NAPHTHALOCYANINE LIGANDS WITH PARAMAGNETIC CENTRAL IONS: INVESTIGATION OF SPECTRAL PROPERTIES

Dubinina T.V.

PhD, senior researcher,
Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University

Kosov A.D.

PhD, scientific researcher
Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *Present study devoted to the investigation of the influence of paramagnetic lanthanide ion on the absorption spectra and electron paramagnetic resonance spectra of novel sandwich-type naphthalocyanine complexes. The influence of presence (radical form) or absence (reduced form) of organic radical on spectra and the possibility of the presence of intramolecular f-π interactions was studied.*

Keywords: *phthalocyanines, paramagnetism, electron paramagnetic resonance, absorption spectroscopy*

Комплексы сэндвичевого строения состава $[Nc^{-\bullet}Ln^{3+}Nc^{2-}]$, где Nc – органический лиганд (нафталоцианин), а Ln – лантанид в степени окисления +3 рассматриваются как пер-

спективные мономолекулярные магниты [1]. При этом в качестве центральных ионов (Ln) наибольший интерес представляют такие парамагнитные элементы как Tb, Dy, Ho. Данные комплексы существуют в виде устойчивых на воздухе π-радикалов. Таким образом, в одной молекуле сочетается сразу два парамагнитных центра.

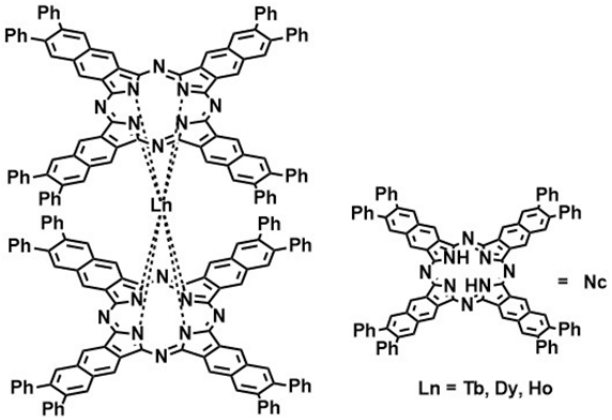


Рис. 1. Структура объектов исследования [$Nc^{-\bullet}Ln^{3+}Nc^{2-}$]

Особенностью исследуемых соединений является наличие внутримолекулярных взаимодействий между π-системами органических лигандов, что оказывает непосредственное влияние на характер и положение основных максимумов поглощения данных соединений в ближней ИК области. Основные полосы поглощения в ближней ИК области соответствуют (1) переходу электрона с одноэлектронно занятной молекулярной орбитали (ОЗМО) на низшую свободную (НСМО) – *red valence* полоса поглощения (1071-1082 нм) и (2) переходу электрона с высшей занятой молекулярной орбитали (ВЗМО) на ОЗМО – *intervalence* полоса поглощения (или полоса переноса заряда) при 1618-1647 нм.

Лантанидное сжатие приводит к увеличению внутримолекулярных взаимодействий лигандов, из-за чего сильно дестабилизируется по энергии орбиталь ОЗМО. По этой причине с уменьшением ионного радиуса лантанида наблюдается гипсохромное смещение intervalence (максимум — 1647 нм, Ln=Tb; минимум — 1619 нм, Ln=Ho) и батохромное смещение red valence (максимум — 1082 нм, Ln=Ho; минимум — 1071 нм, Ln=Tb). По сравнению с представленными в литературе аналогами, введение ароматических заместителей в органический лиганд способствует увеличению внутримолекулярных взаимодействий и соответственно коротковолновому смещению *intervalence* полосы поглощения.

Наличие парамагнитного центрального иона (Ln) также вносит вклад в спектры ядерного магнитного (ЯМР) и электронного парамагнитного (ЭПР) резонанса полученных соединений. За счёт парамагнитной природы центрального иона наблюдается смещение сигналов ароматических протонов в ^{1}H ЯМР спектре в слабое поле в случае комплекса Tb(III) вплоть до -110 м.д., а комплекс Ho не даёт сигналов в спектре ЯМР, что согласуется с данными, полученными ранее для аналогов с меньшей системой π-сопряжения.

В случае ЭПР спектров наблюдается следующая особенность: в области органического радикала g ~2.00 классический синглет приобретает сложную сверхтонкую структуру или уширяется. Предположительно это обусловлено вкладом *f*- π взаимодействий между неспаренными электронами парамагнитных лантанидов и органическим радикалом.

Получены стабильные при хранении в атмосфере аргона в течение нескольких недель (в твёрдом виде) восстановленные (не содержащие органический радикал) формы исследуемых комплексов. С этой целью восстановление проводили $N_2H_4{\times}H_2O$ в тетрагидрофуране. Стабильность контролировали путём регистрации спектров поглощения. Важно отметить, что увеличение внутримолекулярных взаимодействий приводит к батохромному смещению низкоэнергетической полосы поглощения восстановленной формы. К примеру, за счёт лан-

танидного сжатия при переходе от Tb к Ho наблюдается увеличение внутримолекулярных взаимодействий, при этом низкоэнергетическая полоса поглощения восстановленной формы смещается в длинноволновую область.

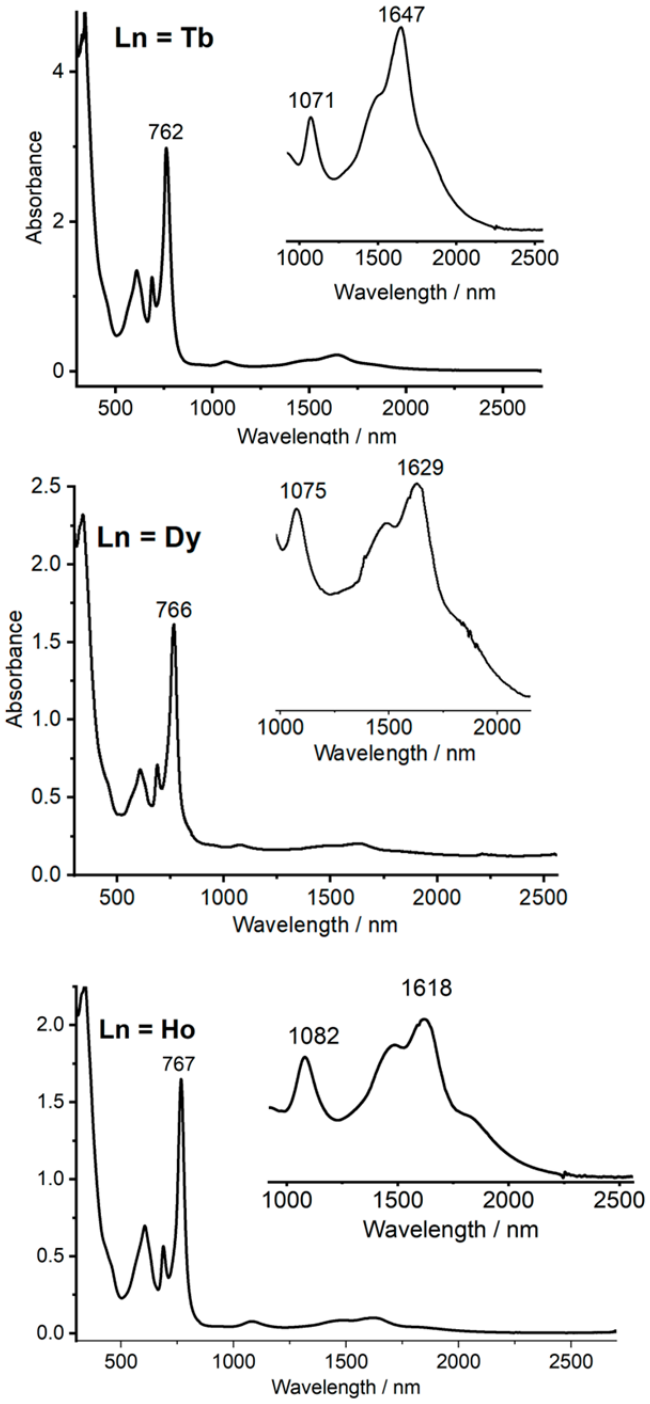


Рис. 1. Электронные спектры поглощения комплексов состава $[Nc^{-\bullet}Ln^{3+}Nc^{2-}]$ в растворе (растворитель – CCl_4).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-1056.2020.3.

Список использованных источников:

1. H. Wang, B.-W. Wang, Y. Bian, S. Gao, J. Jiang. Single-molecule magnetism of tetrapyrrole lanthanide compounds with sandwich multiple-decker structures. / Coordination Chemistry Reviews. - 306 – 2016 – P. 195-216.

УДК 537.632; 53.082.74

ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННЫХ ПОЛОСКОВЫХ ЛИНИЙ ПЕРЕДАЧИ

Иванов П.А.

инженер, ИТПЭ РАН

Бобровский С.Ю.

м.н.с, ИТПЭ РАН

Розанов К.Н.

д.ф.-м.н., директор, ИТПЭ РАН

Аннотация. *Проведен анализ метода измерения магнитной проницаемости в квази-ТЕМ приближении при частичном заполнении образцом поперечного сечения полосковых линий передачи. Актуальность работы обусловлена наличием существенной погрешности при реализации этого метода измерения на практике. При помощи численного моделирования были выявлены источники погрешности и оценены границы применимости метода. Показано, что при частичном заполнении полосковой линии распространяющаяся электромагнитная волна содержит в области расположения образца продольные компоненты, амплитуда которых зависит от параметров исследуемого образца, а их наличие вносит вклад в погрешность измерения.*

Ключевые слова: *полосковые линии передач, измерение магнитное проницаемости, квази-ТЕМ приближение*

MEASURING PERMEABILITY USING A PARTIALLY FILLED STRIPLINES

Ivanov P.A.

engineer, ITAE RAS

Bobrovskii S.Y.

junior researcher, ITAE RAS

Rozanov K.N.

Dr.Sc., director, ITAE RAS

Annotation. *The analysis of the method for measuring the magnetic permeability in the quasi-TEM approximation with partial filling of the cross-section of the striplines with the sample was carried out. The relevance of the work is due to the presence of a significant error in the implementation of this measurement method in practice. With the help of numerical modeling, sources of error were identified and the limits of applicability of the method were estimated. It is shown that when the stripline is partially filled, the propagating electromagnetic wave contains longitudinal components in the region of the sample. The amplitude of these components depends on the parameters of the sample under study, and their presence contributes to the measurement error.*

Keywords: *striplines, permeability measurement, quasi-TEM approximation*

Использование полосковых линий передачи является распространенным методом измерения динамических магнитных свойств материалов. На практике часто используется полосковая линия с двумя экранами, при этом исследуемый образец изготавливается таким образом, чтобы он полностью заполнял поперечное сечение линии, что обеспечивает распространение ТЕМ волны [1]. Такой подход существенно ограничивает выбор образцов и требует относительно трудоемкой процедуры их подготовки к измерению. По этой причине многие исследования были посвящены измерению с частичным заполнением. В общем случае, наличие границы вдоль волнового вектора в линии между воздухом и образцом из магнитодиэлектрического материала приводит к появлению продольных компонент электромагнитного поля. Величина этих компонент часто незначительна, что позволяет использовать методы на основе квази-ТЕМ приближения [2]. Тем не менее, опыт практического применения таких методов показывает, что при этом могут наблюдаться достаточно существенные погрешности [3].

Для оценки границ применимости метода измерения в полосковых линиях передач в квази-ТЕМ приближении и определения источников погрешностей измерения, в работе проведено численное моделирование полосковых измерительных ячеек (рис. 1) при помощи программной среды электродинамического моделирования FEKO, который позволяет рассчитывать как коэффициент отражения от закороченной линии при различных параметрах помещенного в нее образца, так и распределение электромагнитных полей внутри линии.

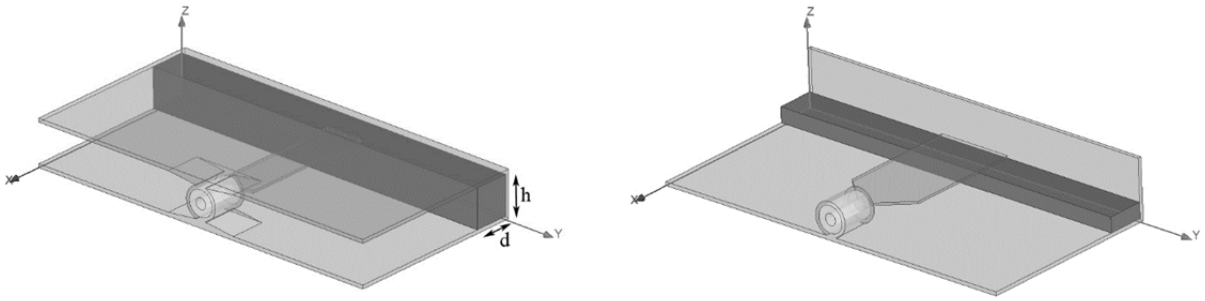


Рис.1. Вид модели симметричной полосковой линии (слева) и микрополосковой линии (справа) с образцом, прижатым к короткозамыкающему проводнику

Моделирование показало, что при однородном заполнении образцом как микрополосковой, так и симметричной полосковой линий, волна при прохождении через образец остается поперечной, что позволяет проводить измерение магнитной проницаемости с хорошей точностью. При частичном заполнении поперечного сечения измерительной полосковой линии распространяющаяся волна имеет в области образца продольные компоненты электромагнитного поля. Их амплитуда зависит от параметров исследуемого образца и может достигать величин, сравнимых с модулем векторной суммы поперечных компонент при использовании образцов толщиной порядка миллиметра. Использование вариационного метода [4] для связи фактического значения магнитной проницаемости образца μ и эффективного значения μ_{eff}, полученного из измеренного коэффициента отражения, показало хорошую степень совпадения аналитического результата и моделирования для образцов толщиной h менее 0,25 мм как показано на рисунке 2.

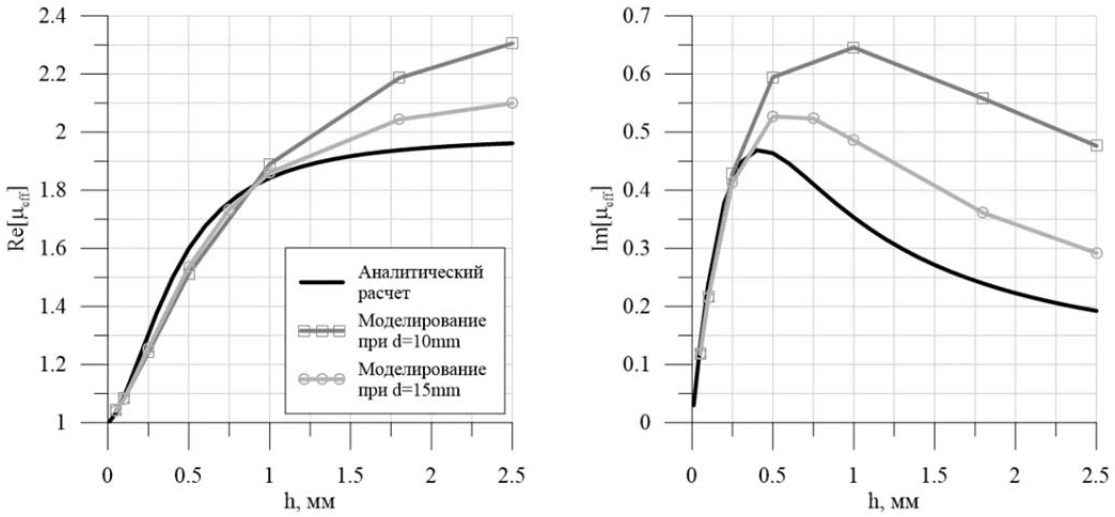


Рис. 2. Зависимости действительной (слева) и мнимой (справа) частей эффективной магнитной проницаемости от высоты образца. Черная линия соответствует аналитическому расчёту вариационным методом, светлые кривые соответствуют образцам разной длины вдоль волнового вектора d. Фактическая магнитная проницаемости образцов равна μ=1-i10

Вычисление отношения интегралов по объему образца V модуля продольной компоненты напряженности магнитного поля и векторной суммы модуля поперечных компонент позволяет судить о степени искажения распространяющейся в линии поперечной волны при взаимодействии с образцом с различными параметрами. На рисунке 3 представлена зависимость значения отношения интегралов, обозначенного параметром A, как показано в формуле (1), от толщины образца h.

$$A = \frac{\int_V |H_x| dV}{\int_V \sqrt{{H_y}^2 + {H_z}^2}\, dV} \tag{1}$$

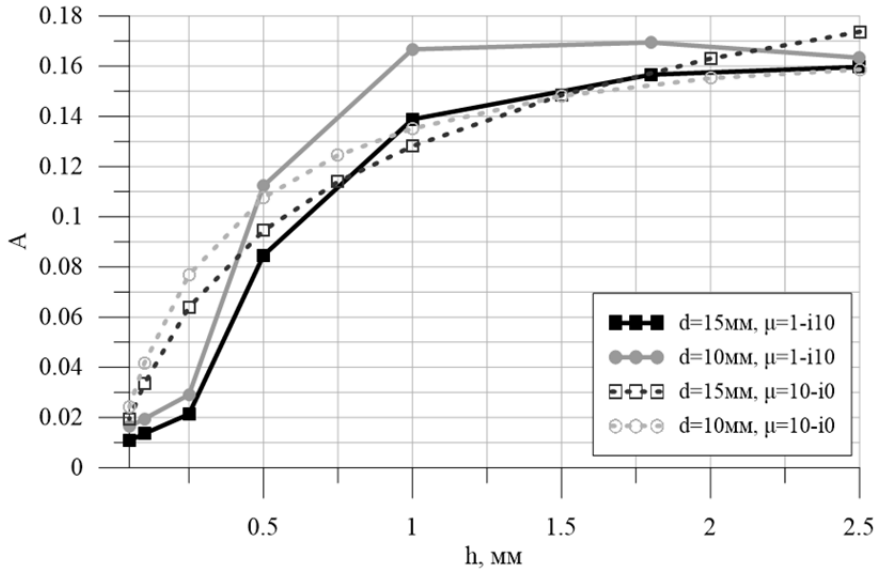


Рис. 3. Зависимость отношения интегралов по объему образца модуля продольной компоненты магнитного поля и векторной суммы модуля поперечных компонент от толщины образца h. Отдельные линии соответствуют разным значениям длин образцов вдоль волнового вектора d и значениям фактической магнитной проницаемости образца

Полученные данные свидетельствуют о том, что образцы толщиной порядка одного миллиметра и более могут существенно искажать распространяющуюся в линии поперечную волну. При уменьшении толщины образцов ниже миллиметра наблюдается довольно быстрый спад доли продольных компонент электромагнитной волны, что способствует уменьшению погрешности измерения.

Список использованных источников:

1. Gallagher C. P. et al. A broadband stripline technique for characterizing relative permittivity and permeability // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2018. – Т. 67. – №. 1. – С. 231-238.

2. Sebastian T., Clavijo S. A., Diaz R. E. Improved accuracy thin film permeability extraction for a microstrip permeameter // Journal of Applied Physics. – 2013. – Т. 113. – №. 3. – С. 033906.

3. Старостенко С. Н., Розанов К. Н. Простой метод калибровки для измерений магнитной проницаемости в короткозамкнутой полосковой ячейке // Радиотехника и электроника. – 2013. – Т. 58. – №. 11. – С. 1113-1113.

4. Bhat B., Koul S. K. Unified approach to solve a class of strip and microstrip-like transmission lines // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1982. – Т. 30. – №. 5. – С. 679-686.

УДК 537.635

РЕЗОНАНСНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ МИКРОВОЛНОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПРОХОЖДЕНИЯ И ОТРАЖЕНИЯ В ПЛАСТИНАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЧЕШУЙКИ ИЗ СПЛАВА ТИПА ФАЙНМЕТ И УГЛЕРОДНЫЕ НАНОТРУБКИ

Кузнецов Е.А.

к.ф.-м.н., с.н.с. лаборатории углеродных наноматериалов
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН;
с.н.с. научно-исследовательской радиофизической лаборатории
ФГАОУ ВО «Российский государственный профессионально-педагогический университет»

Ринкевич А.Б.

д.ф.-м.н., член-корреспондент РАН, г.н.с., зав. лабораторией углеродных наноматериалов,
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Пахомов Я.А.

м.н.с. лаборатории углеродных наноматериалов
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Рябков Ю.И

Д.х.н., с.н.с., заместитель директора по научной работе,
заведующий отделом химии и физики материалов,
зав. лабораторией керамического материаловедения,
Институт Химии ФИЦ Коми научного центра УрО РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию изменений микроволновых коэффициентов прохождения и отражения от пластин, содержащих смесь чешуек из сплава типа файнмет и углеродных нанотрубок (УНТ) в условиях ферромагнитного резонанса (ФМР) и ферромагнитного антирезонанса (ФМАР). Из экспериментальных амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) коэффициентов прохождения и отражения вычислены действительная и мнимая составляющие комплексной диэлектрической проницаемости.*

Ключевые слова: *нанокомпозиты, комплексная диэлектрическая проницаемость, волны миллиметрового диапазона, чешуйки, сплав файнмет, углеродные нанотрубки, ферромагнитный резонанс, ферромагнитный антирезонанс*

RESONANCE VARIATIONS OF MICROWAVE TRANSMISSION AND REFLECTION COEFFICIENTS FOR PLATES WITH MIXTURE OF FLAKES FROM FINEMET-LIKE ALLOY AND CARBON NANOTUBES

Kuznetsov E.A.

PhD (Phys.–Math.), Senior Researcher of Laboratory of Carbon Nanomaterials
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences;
Senior Researcher of Scientific Reseach Radiophysical Laboratory
The Russian State Vocational Pedagogical University

Rinkevich A.B.

Dr. Sci. (Phys.–Math.), Corresponding member of RAS, Chief Researcher, Head of Laboratory of Carbon Nanomaterials
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Pakhomov Y.A.

Junior Researcher of Laboratory of Carbon Nanomaterials
M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

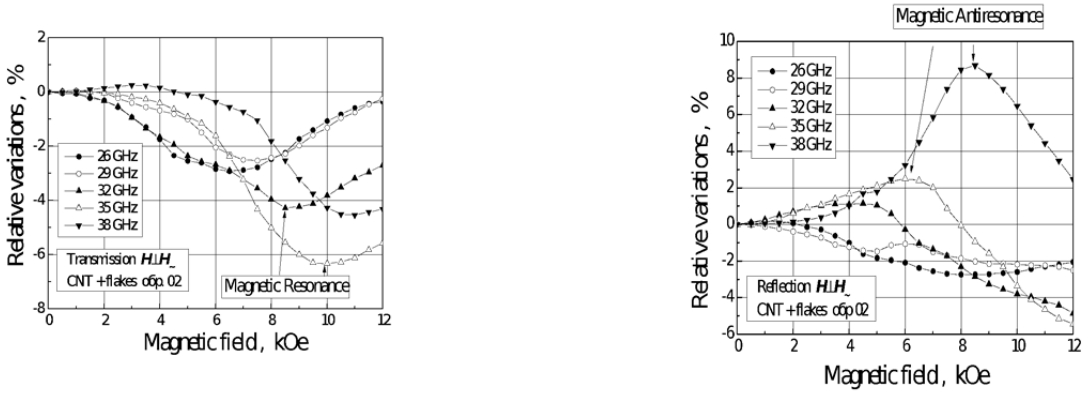
Ryabkov Y.I.

Dr. Sci. (Chemical), Senior Researcher, Deputy Director for Scientific Work,
Head of the Department of Chemistry and Physics of materials,
Head of the Laboratory of Science of Ceramic Materials,
Institute of Chemistry Komi Science Center of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to the study of changes in microwave transmission and reflection coefficients from plates containing a mixture of flakes from finemet-like alloy and carbon nanotubes (CNT) under conditions of ferromagnetic resonance (FMR) and ferromagnetic antiresonance (FMAR). The real and imaginary parts of complex dielectric permittivity are calculated from experimental amplitude-frequency characteristics of transmission and reflection coefficients.*

Keywords: *nanocomposites, complex dielectric permittivity, millimeter waveband, flakes, finemet, carbon nanotubes, ferromagnetic resonance, ferromagnetic antiresonance*

Работа посвящена исследованию прохождения и отражения волн миллиметрового диапазона от пластин метаматериала на основе смеси чешуек из сплава типа файнмет размером от единиц до 50 мкм и углеродных нанотрубок. Нанокомпозит изготовлен путем размещения 15% данной смеси в эпоксидно-аминовой матрице. Непосредственные электрические контакты между проводящими частицами отсутствуют. Ранее исследовалась зависимость микроволнового коэффициента преломления этого метаматериала от магнитного поля [1].
Микроволновые измерения проводились в диапазоне 26…38 ГГц методом, развитым ранее и описанным в [2]. Образцы толщиной 1,5 мм помещались в поперечное сечение волновода, работающего на основной моде H_{10}. Модули коэффициентов прохождения D и отражения R и их зависимости от магнитного поля измерены с помощью скалярного анализатора цепей. Их относительные изменения определялись как $d_m = [|D(H)| - |D(0)|] / |D(0)|$, где $|D(H)|$ - модуль коэффициента прохождения в магнитном поле H, и $r_m = [|R(H)| - |R(0)|] / |R(0)|$, где $|R(H)|$ - модуль коэффициента отражения в магнитном поле H. Постоянное магнитное поле $\boldsymbol{H}$ лежит в плоскости пластины и направлено перпендикулярно к сверхвысокочастотному магнитному полю $\boldsymbol{H}_{\sim}$, $\boldsymbol{H} \infty \boldsymbol{H}_{\sim}$. Все микроволновые измерения выполнены при комнатной температуре.
На рис. 1 приведены полевые зависимости модулей коэффициентов прохождения и отражения на частотах 26–38 ГГц. На полевых зависимостях модуля коэффициента прохождения (рис. 1 а) наблюдаются уменьшения резонансного типа, вызванные поглощением в условиях ФМР. На зависимостях модуля коэффициента отражения (рис. 1 б) наоборот, видны резкие увеличения, обусловленные ФМАР.



а) б)

Рис. 1. Зависимость от магнитного поля модулей коэффициентов прохождения (а) и отражения (б)

На основе аппроксимации экспериментальных АЧХ коэффициентов прохождения и отражения расчетными определены частотные характеристики действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости (рис. 2). Для повышения точности аппроксимации была использована программа с «плавающим» по частоте окном.

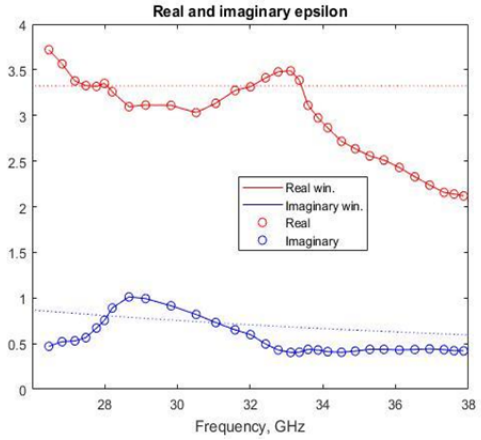


Рис. 2. Частотные зависимости действительной и мнимой частей комплексной диэлектрической проницаемости

Проведена оценка в диапазоне частот 26…38 ГГц средних значений проводимости σ = 1,3 См/м, действительной ε' = 3,3 и мнимой ε'' = 0,71 частей комплексной диэлектрической проницаемости.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №20-02-00135.

Список использованных источников:

1. Ринкевич А.Б., Рябков Ю.И., Перов Д.В., Пахомов Я.А., Кузнецов Е.А. Прохождение микроволн через композитный материал с частицами из сплава Fe-Si-Nb-Cu-B // Физика металлов и металловедение. — 2021. — Т. 122. — С. 377 – 383.
2. Rinkevich A.B., Burkhanov A.M., Perov D.V., Samoilovich M.I., Kleshcheva S.M., Kuznetsov E.A. Electromagnetic and magnetic properties of magnetophotonic crystal based on opal matrix with Co and CoO nanoparticles // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2014. – V. 12. – № 2. – P. 144-151.

УДК 538.915

ТЕРАГЕРЦОВАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОСНОВНОГО СОСТОЯНИЯ АЛЮМОБОРАТА $HoAl_3(BO_3)_4$

Кузьменко А.М.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

Мухин А.А.

к.ф.-м.н., в.н.с., и.о. зав. лабораторией, Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

Иванов В.Ю.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт общей физики имени А.М. Прохорова Российской академии наук

Аннотация. *Проведено экспериментальное и теоретическое исследование субмиллиметровых (терагерцовых) спектроскопических свойств редкоземельного алюмобората $HoAl_3(BO_3)_4$ при температурах 3 – 300 К. В диапазоне частот 2–35 $см^{-1}$ обнаружены линии поглощения, соответствующие переходам между нижними уровнями основного мультиплета иона Ho^{3+} в алюмоборате гольмия. Определены энергии соответствующих состояний, их симметрия и матричные элементы переходов. Установлено, что они вносят основной вклад в низкотемпературные магнитные свойства.*

Ключевые слова: *редкоземельные алюмобораты, терагерцовая спектроскопия*

TERAHERTZ SPECTROSCOPY OF THE GROUND STATE OF ALUMINUM BORATE $HoAl_3(BO_3)_4$

Kuzmenko A.M.

PhD, senior researcher, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Mukhin A.A.

PhD, leading researcher, head of lab., Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Ivanov V.Yu.

PhD, leading researcher, Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Аннотация. *Experimental and theoretical studies of the submillimeter (terahertz) spectroscopic properties of the rare-earth aluminum borate $HoAl_3(BO_3)_4$ have been carried out in temperature range 3 – 300 K. In the frequency range 2–35 $см^{-1}$ the absorption lines corresponding to transitions between the lower levels of the ground multiplet of the Ho^{3+} ion were found. The energies of the corresponding states, their symmetry, and electron transition matrix elements are determined. It was found that the main contribution to the low-temperature magnetic properties belongs to these transitions.*

Ключевые слова: *rare-earth aluminum borates, terahertz spectroscopy*

Особый интерес к редкоземельным боратам связан, прежде всего, с их магнитоэлектрическими свойствами [1-3]. В частности, в алюмоборате гольмия $HoFe_3(BO_3)_4$, обнаружено рекордное для кристаллов значение индуцированной магнитным полем электрической поляризации ~ 3600 мкКл/м^2 в поле 70 кЭ при температуре 3 К [3]. Для всех боратов наблюдается сильная зависимость магнитных, магнитоэлектрических, спектроскопических и других свойств от типа R-иона [1-3].

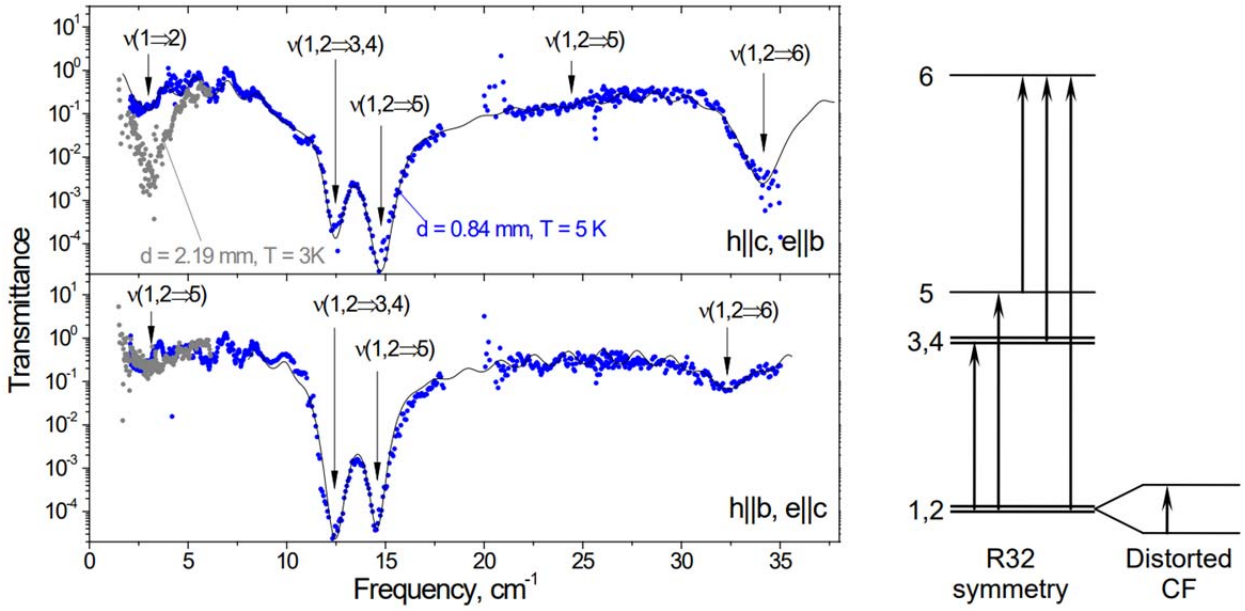


Рис. 1. Спектры пропускания a-среза алюмобората гольмия $HoAl_3(BO_3)_4$ при температуре 5 К в поляризациях h||c (вверху) и h||b (внизу). Точки – эксперимент, линии – теория. Обозначены соответствующие частотам линий поглощения электронные переходы. На схеме справа – структура уровней основного состояния, обозначены переходы, наблюдавшиеся в спектрах при разных температурах.

В данной работе проведено исследование электронной структуры сильного магнитоэлектрика $HoFe_3(BO_3)_4$. Характер температурной зависимости намагниченности и индуцированной магнитным полем электрической поляризации [3] говорит о преобладающем вкладе в магнитные и магнитоэлектрические свойства кристалла нижних энергетических уровней основного мультиплета Ho^{3+}. Для непосредственного наблюдения электронных переходов между этими состояниями было проведено исследование алюмоборатов методом квазиоптической субмиллиметровой (терагерцовой) спектроскопии в диапазоне частот 2 – 35 см$^{-1}$. Примеры спектров приведены на рис. 1. Наблюдаемые резонансные линии обусловлены магнито- и электродипольными переходами внутри основного мультиплета $^5I_8$ иона Ho^{3+}, расщепленного кристаллическим полем. Полученные спектры моделировались (линии на рис. 1) формулами Френеля для плоскопараллельного слоя с учетом резонансных особенностей диэлектрической ε* и магнитной μ* проницаемости в области линий. Анализ, учитывающий локальную симметрию D_3 редкоземельного иона в алюмоборатах, позволил определить условия возбуждения магнито- и электродипольных переходов для разной поляризации излучения. Для анализа полученного спектра использованы результаты работы [4], где была определена структура уровней основного мультиплета иона Ho^{3+} в разбавленной системе $Ho_{0.01}Y_{0.99}Al_3(BO_3)_4$. На основе этих данных сделаны предположения о положениях и симметрии уровней редкоземельного иона в $HoAl_3(BO_3)_4$. В работе [6] параметры кристаллического поля были скорректированы для наилучшего описания магнитных и магнитоэлектрических свойств $HoAl_3(BO_3)_4$, при этом расчете получены волновые функции состояний основного мультиплета.

Были идентифицированы все наблюдающиеся резонансные линии, соответствующая схема переходов приведена на рис. 1 (справа). Проведено теоретическое описание температурных зависимостей вкладов в ε* и μ*. В спектрах пропускания помимо идентифицированных линий поглощения наблюдалась низкочастотная мода ν_0. Ее вклад в разных поляризациях растет вплоть до низких температур, что указывает на то, что она соответствует переходам с основного состояния. Таким образом, она не может быть интерпретирована как переход между возбужденными уровнями с n=3,4↔5. По-видимому, эта мода соответствует переходу между компонентами дублета расщепленного за счет локальных искажений симметрии D_3 для ряда позиций редкоземельных ионов (см. схему на рис. 1 справа), аналогично обнаруженному в $TmAl_3(BO_3)_4$ [7]. На основе теоретического описания магнитных линий определены модули недиагональных матричные элементов, которые хорошо согласуются с величинами, рассчитанными из волновых функций, приведенных в работе [6]. Рассчитан вклад в магнитную восприимчивость полученных наблюдаемых магнитодипольных переходов.

Список использованных источников:

1. А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев и др.// Физика низких температур – 2010– т. 36 № 6 – с.640.
2. Мухин А.А., Воробьев Г.П., Иванов В.Ю и др. //Письма в ЖЭТФ – 2011 – том 93, – вып. 5 – с 305.
3. K.-C. Liang, R. P. Chaudhury, B. Lorenz et al.// Phys. Rev. B – 2011 – v.83 – p.180417(R).
4. A. Baraldi, R. Capelletti, M. Mazzera et al.// Phys. Rev. B –2007 – v.76 – p.165130.
5. K.N. Boldyrev, M.N. Popova, M. Bettinelli et al.// Optical Materials – 2012 –v.34 – p. 1885
6. N.V. Kostyuchenko, A.I. Popov, A.K. Zvezdin.// Solid State Phenomena – 2014 – v.215 – pp. 95-99.
7. A.M. Kuzmenko, A.A. Mukhin, V. Yu. Ivanov et al.//Phys. Rev. B – 2016 – v.94 – p.174419.

УДК:538.915

БОЗЕ-ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ КОНДЕНСАТ И СПИНОВАЯ СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ МАГНОНОВ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНО НАМАГНИЧЕННОЙ ПЛЕНКЕ ИТТРИЕВОГО ФЕРРИТА-ГРАНАТА

Кузьмичев А.Н.
Российский квантовый центр, Сколково, 143025 Московская область, Россия

Ветошко П.М.

Российский квантовый центр, Сколково, 143025 Московская область, Россия,
Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия,
Институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Князев Г.А.
Российский квантовый центр, Сколково, 143025 Московская область, Россия,
Московский государственный университет, 119992 Москва, Россия

Холин А.А.
Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

Белотелов В.И.
Российский квантовый центр, Сколково, 143025 Московская область, Россия,
Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия
Московский государственный университет, 119992 Москва, Россия

Буньков Ю.М.
Российский квантовый центр, Сколково, 143025 Московская область, Россия
Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского, 295007 Симферополь, Россия

Аннотация. *Экспериментально исследовано образование Бозе-Эйнштейновского конденсата магнонов в перпендикулярно намагниченной пленке железо-иттриевого граната при радиочастотной накачке посредством полосковой линии. Проведен анализ характеристик нелинейного магнитного резонанса и пространственного распределения Бозе-Эйнштейновского конденсата магнонов в градиенте магнитного поля. В этих экспериментах система бозонных магнонов ведет себя так же, как конденсат Бозе-Эйнштейна магнонов в антиферромагнитной сверхтекучей среде 3He-B, который ранее был подробно изучен. Конденсат Бозе-Эйнштейна магнонов образует когерентно прецессирующее состояние, обладающее свойствами магнонной сверхтекучести. Его устойчивость определяется отталкивающим потенциалом между возбужденными магнонами, компенсирующим неоднородность магнитного поля.*

Ключевые слова: *феррит-гранат, магноны, спиновая сверхтекучесть, конденсат Бозе-Эйнштейна*

BOSE-EINSTEIN CONDENSATE AND SPIN SUPERFLUIDITY OF MAGNONS IN A PERPENDICULARLY MAGNETIZED YTTRIUM IRON GARNET FILM

Kuzmichev A.N.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow region, 143025 Russia

Vetoshko P.M.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow region, 143025 Russia
Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007 Russia

Institute of Radio Engineering and Electronics named after V.A. Kotelnikov RAS, Moscow, Russia

Knyazev G.A.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow region, 143025 Russia
Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

Kholin A.A.
Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007 Russia

Belotelov V.I.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow region, 143025 Russia
Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007 Russia
Moscow State University, Moscow, 119992 Russia

Bunkov Yu. M.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Moscow region, 143025 Russia
Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, 295007 Russia

Annotation. *The formation of a Bose-Einstein condensate of magnons in a perpendicularly magnetized film of yttrium iron garnet under radiofrequency pumping in a strip line is studied experimentally. The analysis of the characteristics of nonlinear magnetic resonance and the spatial distribution of the Bose-Einstein condensate of magnons in the magnetic field gradient is carried out. In these experiments, the system of bosonic magnons behaves in the same way as the Bose-Einstein condensate of magnons in the antiferromagnetic superfluid 3He-B, which was previously studied in detail. The Bose-Einstein condensate of magnons forms a coherently precessing state with the properties of magnonic superfluidity. Its stability is determined by the repulsive potential between excited magnons, which compensates for the inhomogeneity of the magnetic field.*

На фоне успешной демонстрации квантового компьютера на сверхпроводящих кубитах от Google [1], большой интерес представляют различные платформы для изготовления кубитов с использованием макроскопических квантовых явлений. В частности, предложено использовать сверхтекучесть магнонов в качестве основы для квантового процессора [2]. Данная работа посвящена системе когерентных магнонов, которая образуется при возбуждении нелинейного ферромагнитного резонанса (ФМР) в намагниченной перпендикулярно плоскости эпитаксиальной пленке иттриевого феррита-граната (ЖИГ). Проведен эксперимент, демонстрирующий возникновение когерентной прецессии магнонов в пленке ЖИГ, помещенной в неоднородное постоянное поле. Полученный результат имеет сходство с ранее полученным в пионерских работах по наблюдению этого эффекта в ^{3}He-B [3,4].

Аналитическое решение уравнений Ландау-Лифшица в условиях нелинейного резонанса может быть получено только при простейшем случае одиночного осциллятора в пределе небольшого частотного сдвига [5]. Реальные макроскопические образцы обладают пространственной неоднородностью и должны описываться набором связанных осцилляторов. Теоретический анализ усложняется тем, что возбуждение резонанса также пространственно неоднородно, в частности, в случае его возбуждения с использованием полосковой линии. Вдобавок к локальному затуханию Гилберта, необходимо учитывать релаксационные процессы, связанные со спиновой диффузией в случае пространственно-неоднородного резонанса, а также взаимодействие с окружающей средой. Из-за всех этих факторов невозможно построить теорию, адекватно описывающую нелинейный резонанс при больших мощностях в пленках ЖИГ в рамках классических представлений [6]. Однако, квантовые свойства магнонов, т.е. то что магноны являются бозонами и их достаточная плотность, образует магнонный конденсат Бозе-Эйнштейна (мБЭК), может быть использована для описания резонанса в случае высокого уровня возбуждения системы. В отличие от атомов, число которых сохраняется, плотность магнонов может изменяться из-за их рождения и аннигиляция в физическом вакууме магнитного упорядоченного состояния согласно формализму Гольштейна-Примакова [7]. Число термически активированных магнонов при комнатной температуре удовлетворяет статистике Бозе-Эйнштейна и всегда

ниже критической плотности образования конденсата. Однако, плотность магнонов можно сильно увеличить, возбуждая дополнительные магноны из магнитоупорядоченного состояния (физического вакуума) методами магнитного резонанса (возбуждение ВЧ полем). В этом случае отклонение намагниченности от равновесного направления соответствует рождению магнонов.

Частота прецессии в перпендикулярно намагниченной пленке ЖИГ зависит от плотности возбужденных магнонов [8]:

$$\omega_N = \omega_0 - \gamma \cdot 4\pi M_0 (cos\ cos\ \beta), \quad (1)$$

где $\omega_0 - \gamma \cdot 4\pi M_0$ частота прецессии при малых мощностях возбуждающего ВЧ поля, определяемая внешним полем и полем размагничивания, β - угол отклонения намагниченности. При локальном возбуждении магнонов в образце (например, полосковой линией) эти магноны будут «утекать» за счет сверхтекучести в область низкого постоянного магнитного поля, пока частота прецессии в этой области не станет равна частоте ВЧ накачки [9]. Формирование состояния с когерентной прецессией намагниченности существенно упрощает теоретическое описание нелинейного резонанса. В этом случае мы имеем дело с макроскопическим магнонным конденсатом, заполняющим весь образец, где эффективное поле меньше поля, соответствующего частоте накачки. Намагниченность прецессирует когерентно на частоте накачки. Это состояние не зависит от мощности накачки, что является признаком образования мБЭК. В данной работе мы впервые экспериментально демонстрируем формирование такого состояния в пленке ЖИГ, в особенности, при наличии достаточно высокого градиента магнитного поля.

В исследовании рассматривались два образца полученных методом литографии из эпитаксиальной пленки ЖИГа. Первый представлял собой круг диаметром 0.5 мм, а второй – эллипс с осями 0.5 мм и 5 мм. Толщина пленки порядка 1 мкм. Первый образец был помещен на полосковую линию, подключенную к векторному анализатору цепей (ВНА).

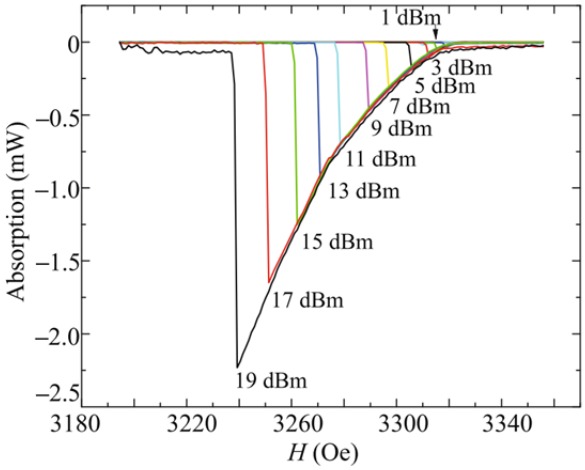


Рис. 1. Спектры поглощения первого образца для мощностей ВЧ сигнала в диапазоне от 1 дБм до 19 дБм. Графики сдвинуты на величину, соответствующую уровню сигнала вне резонанса. Величина поглощения при фиксированном поле не зависит от мощности накачки.

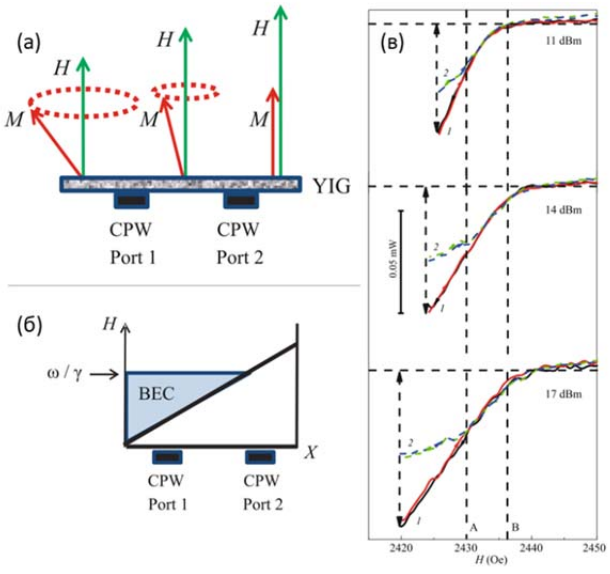


Рис. 2. Схема измерения второго образца. Намагничивающее поле на втором (детектирующем) полоске больше, чем на первом (а); Схематичное изображение заполнения образца конденсатом Бозе-Эйнштейна магнонов (б); Зависимость поглощения мощности накачки от магнитного поляво втором эксперименте при разных мощностях накачки по сигналам с первого полоска (линии 1) и второго полоска (линии 2). Амплитуда сигналов от второго полоска увеличена в 5 раз для сравнения с сигналами от первого полоска. Показаны также сигналы при сканировании с увеличением поле, примечательно, что они совпадают с сигналами при сканировании вниз по полю

Плата с образцом помещена в электромагнит для создания поля по нормали к плоскости пленки. Частота и мощность сигнала ВНА, а также поле магнита контролировались с помощью ПК, на него же сохранялись данные измерений.

На рис. 1 представлены результаты измерений сигнала поглощения на частоте 3.7 ГГц при разной мощности накачки. Сканирование полем проводилось от большего к меньшему. Из представленных зависимостей можно видеть, что величина поглощения не зависит от мощности накачки, а зависит только от величины внешнего поля, приложенного по нормали к поверхности образца. Это в корне противоречит теории нелинейного резонанса [5,10], но полностью соответствует свойствам мБЭК ранее полученного в ^{3}He-B. В квазистационарном состоянии мБЭК поглощает из резонатора столько энергии, сколько расходуется за счёт релаксации магнонов. Это равновесие автоподстраивается за счёт разности фаз прецессирующей намагниченности и ВЧ поля.Согласно другому свойству мБЭК, он должен заполнять всю область, где эффективное магнитное поле ниже, чем соответствующее частоте накачки. Для подтверждения этого свойства мБЭК мы использовали второй образец и две полосковые линии (см. Рис. 2а).

Образец помещался в магнитное поле с градиентом около 3,5 Э/мм вдоль большой оси образца. На первый полосок подавался ВЧ сигнал и в образце возбуждался мБЭК. В случае однородного поля вторая полоска детектировала сигнал от первой (наводку), которая повторяла форму сигнала на первой полоске, уменьшенную примерно в 5 раз. Этот индуцированный сигнал невозможно было отличить от сигнала с первого полоска. Однако, при наличии градиента магнитного поля сигнал от второй полоски существенно изменился. Когда магнитное поле уменьшается до значения, отмеченного вертикальной пунктирной линией В на рис. 2в, в первой полосе формируется мБЭК. При дальнейшем уменьшении магнитного поля граница мБЭК, соответствующая условию $H = \omega/\gamma$ (см. Рис. 2б), смещается в сторону второго полоска и выходит на него при магнитном поле, отмеченном вертикальной штриховой линией А на рис. 1г. В этом случае второй полосок начинает детектировать эмиссионный сигнал от мБЭК. Область регистрации сигнала от мБЭК не зависит от мощности ВЧ накачки, а зависит только от разности полей вблизи первой и второй полосок. Этот эксперимент непосредственно демонстрирует пространственный перенос магнонов из области возбуждающего полоска в область обнаруживающего полоска. Этот перенос невозможен в случае нормального магнонного газа и обусловлен сверхтоком магнонов.

Полученные результаты однозначно подтверждают образование мБЭК в перпендикулярно намагниченной пленке ЖИГ. Сигнал однородной прецессии мог появиться на втором полоске только в том случае, если вся область с меньшим полем заполнена однородно прецессирующим мБЭК. Подчеркнем, что сформированное состояние является сверхтекучим в том смысле, что отклонение от него приводит к образованию градиентов фазы прецессии, которые порождают сверхток магнонов, текущих до исчезновения градиентов и восстановления когерентности.

Работа проведена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, Мегагрант № 075-15-2019-1934.

Список использованных источников:

1. F. Arute, K. Arya, R. Babbush, et al. // Nature – 2019. – №574. –С. 505.
2. Yu. M. Bunkov, J. Exp. // Theor. Phys. – 2020. – № 131. –С. 18.
3. A. C. Borovik-Romanov, Yu. M. Bun'kov, V. V. Dmitriev, Yu. M. Mukharskii, and K. Flakhbart, // Sov. Phys. JETP – 1985. – № 61. –С. 1199.
4. G. E. Volovik, J. // Low Temp. Phys. – 2008. – № 153. –С. 266.
5. Y. S. Gui, A. Wirthmann, and C. Hu, // Phys. Rev. – 2009. – № B 80. –С. 184422.
6. Yu. K. Fetisov // IEEE Trans. Magn. – 1999. – № 35. –С. 4511.
7. T. Holstein and H. Primakoff // Phys. Rev. – 1940. – № 58. –С. 1098.
8. Yu. V. Gulyaev, P. E. Zilberman, A. G. Temiryazev, and M. P. Tikhomirova // Phys. Solid State – 2000. – № 42. –С. 1062.
9. Yu. M. Bunkov // Appl. Magn. Reson. – 2020.
10. P. W. Anderson and H. Suhl // Phys. Rev. – 1955. – № 100. –С. 1788.

УДК 543.429.3

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АТОМОВ МАРГАНЦА В НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКОМ СОЕДИНЕНИИ $ErFe_2Mn_{0.1}$ ПО ДАННЫМ МЁССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Наумов С.П.

м.н.с., Институт физики металлов УрО РАН

Герасимов Е.Г.

к.ф.-м.н., зав. лабораторией перспективных магнитных материалов, Институт физики металлов УрО РАН

Мушников Н.В.

академик РАН, директор института, Институт физики металлов УрО РАН

Семёнов В.Г.

д.ф.-м.н., профессор, Химический факультет СПбГУ

Аннотация. *В работе с помощью мёссбауэровской спектроскопии исследованы особенности распределения атомов Mn в структуре нестехиометрического соединения $ErFe_2Mn_{0.1}$, кристаллизующегося в кубическую фазу Лавеса. Проведено измерение мёссбауэровских спектров и их обработка в рамках тензорного подхода к описанию сверхтонких взаимодействий. По полученным при обработке данным сделан вывод о распределении атомов Mn не только в 3d-подрешетке, но и в подрешетке редкоземельного металла.*

Ключевые слова: *кубическая фаза Лавеса, мёссбауэровская спектроскопия, сверхтонкие параметры спектров*

DISTRIBUTION OF MANGANESE ATOMS IN NONSTOICHIOMETRIC COMPOUND $ErFe_2Mn_{0.1}$ PROBED BY MÖSSBAUER SPECTROSCOPY

Naumov S.P.

junior scientific worker, Institute of Metal Physics of UB of RAS

Gerasimov E.G.

Ph.D., head of laboratory of advanced magnetic materials, Institute of Metal Physics of UB of RAS

Mushnikov N.V.

academician of RAS, director, Institute of Metal Physics of UB of RAS

Semenov V.G.

Dr.Sc., professor, Chemical faculty of SPbU

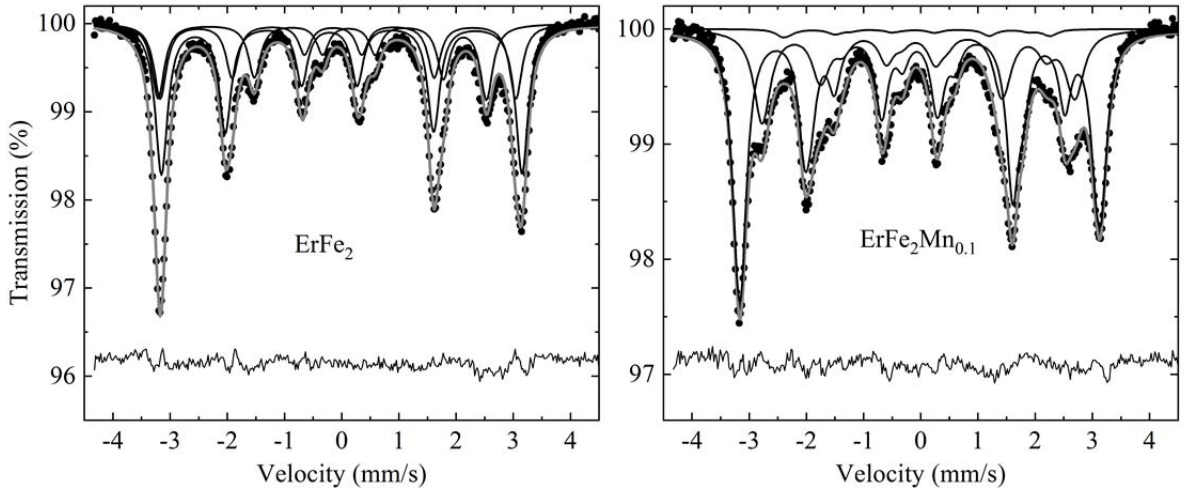
Annotation. *Peculiarities of distribution of Mn atoms in the crystal lattice of nonstoichiometric compound $ErFe_2Mn_{0.1}$ that crystallizes into cubic Laves phase have been studied using Mössbauer spectroscopy. The Mössbauer spectra were treated in the frame of tensor approach to description of*

hyperfine interactions. The results obtained made it possible to conclude that Mn atoms substitute for not only Fe atoms but rare earth atoms as well.

Keywords: *cubic Laves phase, Mössbauer spectroscopy, hyperfine parameters*

Интерметаллические соединения RT_2 (R – редкоземельный элемент, T – 3d-переходный металл), кристаллизующиеся в кубическую фазу Лавеса типа $MgCu_2$, активно исследуются, поскольку рассматриваются как перспективные материалы для магнитокалорических и магнитострикционных приложений. Сравнительно недавно были получены и исследованы новые тройные нестехиометрические соединения $TbNi_2Mn_x$ которые также имеют структуру типа $MgCu_2$ несмотря на то, что соотношение R и T металлов в них намного превышает 1:2 и может достигать 1:3.5 [1]. Эти нестехиометрические соединения обладают магнитными свойствами, значительно отличающимися от свойств базовых соединений $TbNi_2$ и $TbMn_2$. Получение нестехиометрических редкоземельных фаз Лавеса открывает новые возможности для изменения свойств RT_2 соединений, отличные от традиционных твердых растворов замещения, и для получения магнитных материалов с заданными свойствами.

Для выяснения распределения атомов по позициям в нестехиометрических соединениях необходимо проводить исследование на локальном уровне. В данной работе такое исследование проведено методом мёссбауэровской спектроскопии для нового нестехиометрического соединения $ErFe_2Mn_{0.1}$, синтезированного плавкой в индукционной печи в атмосфере аргона с последующим гомогенизирующим отжигом при температуре 880˚C в течение недели. Рентгеноструктурный анализ показал, что сплав однофазный и обладает структурой типа $MgCu_2$ (пространственная группа *Fd-3m*), так же, как и бинарное соединение $ErFe_2$. Соединение $ErFe_2$ нами использовалось в качестве базового для анализа мёссбауэровских спектров. Полученные при $T = 295$ K мёссбауэровские спектры соединений $ErFe_2$ и $ErFe_2Mn_{0.1}$ показаны на рис. 1.



а) б)

Рис. 1. ^{57}Fe мёссбауэровские спектры соединений $ErFe_2$ (а) и $ErFe_2Mn_{0.1}$ (б) и их обработка в рамках тензорного подхода к описанию сверхтонких взаимодействий

Хотя кристаллографически позиции атомов Fe (16d) эквивалентны, из-за особенностей кристаллической и магнитной структуры кубических фаз Лавеса позиции Fe становятся неэквивалентными в магнитном отношении, что значительно усложняет мёссбауэровские спектры. Из-за разности проекций магнитного момента на главные оси тензора градиента электрического поля в кристалле мёссбауэровский спектр в общем случае расщепляется на

четыре подспектра с равной интенсивностью. Для обработки таких спектров нами использован тензорный подход к описанию сверхтонких взаимодействий [2, 3], который позволяет наряду с изомерным сдвигом и константой квадрупольного взаимодействия определять изотропную и анизотропную части тензора сверхтонкого поля на ядрах ^{57}Fe, а также его направление относительно главных кристаллографических осей. На рис. 1а показана обработка спектра $ErFe_2$ в рамках такого подхода. Нами получены следующие значения изомерного сдвига ($\delta = 0.11 \pm 0.01$ мм/с относительно α-Fe), константы квадрупольного взаимодействия ($e^2qQ = -1.00 \pm 0.02$ мм/с), изотропной части тензора сверхтонкого поля ($H_{is} = -189.08 \pm 0.05$ кЭ), анизотропной части тензора поля ($H_{an} = 6.05 \pm 0.09$ кЭ) и углов в сферической системе координат ($\theta = 65.6 \pm 0.3^\circ$, $\varphi = 45 \pm 0.4^\circ$) отклонения направления сверхтонкого поля от оси [100] кристалла. Полученные значения для $ErFe_2$ хорошо согласуются с данными работы [4].

В случае соединения $ErFe_2Mn_{0.1}$ позиции атомов Fe отличаются друг от друга также и наличием или отсутствием атомов Mn в ближайшем окружении. Для данного содержания Mn наиболее вероятными являются следующие типы локальных окружений: 1) атомы Fe в окружении только атомов Fe; 2) атомы Fe, имеющие 1 атом примеси в ближайшем окружении; 3) атомы Fe, имеющие 2 атома примеси в ближайшем окружении. Более того, каждый подспектр, характеризующий какое-либо локальное окружение представляет собой суперпозицию четырех вкладов по причинам упомянутым выше. Поэтому обработка спектра $ErFe_2Mn_{0.1}$ проводилась на 12 зеемановских секстетов в предположении, что анизотропная часть поля не зависит от типа окружения. Результаты обработки приведены на рис. 1б (показаны суммарные подспектры, характеризующие три типа локальных окружений) и в табл. 1. Также получено, что, в пределах погрешности определения углов, направление сверхтонкого поля на ядрах ^{57}Fe не изменилось по сравнению с $ErFe_2$.

Таблица 1. Сверхтонкие параметры, определенные из спектра $ErFe_2Mn_{0.1}$ и расчётные вероятности реализации различных видов локальных окружений

Окружение	Эксперимент					Mn только в позициях Fe	Mn в позициях Fe и Er
	δ, мм/с	e^2qQ, мм/с	H_{is}, кЭ	H_{an}, кЭ	I, %	$I_{расч}$, %	$I_{расч}$, %
без Mn	-0.104±0.009	-1.03±0.02	-188.8±0.1	5.9±0.1	67.7±0.6	74.63	67.43
1 ат. Mn	-0.107±0.007	-0.75±0.03	-164.7±0.3		28.7±0.5	22.38	27.01
2 ат. Mn	-0.111±0.011	-0.5±0.3	-140.6±2.7		3.5±0.5	2.78	4.95

Относительные площади I подспектров, которые (в предположении, что вероятность эффекта Мёссбауэра одинакова для всех ядер ^{57}Fe) равны долям атомов Fe, имеющих разные окружения, также приведены в табл. 1. Наряду с этим в табл. 1 указаны рассчитанные из биномиального распределения вероятности реализации различных окружений атомов Fe в $ErFe_2Mn_{0.1}$ для двух случаев: замещение атомами Mn только позиций Fe (16d) и замещение по обоим типам позиций Fe (16d) и Er (8a). В последнем случае расчет проведен по «обобщенной» координационной сфере, включающей в себя не только 6 ближайших позиций 3d-

атомов, но и 6 ближайших позиций Er, расстояние до которых несколько больше (~ 1.2 раза).

Из сравнения экспериментальных и расчетных данных по долям атомов, находящихся в различных типах локальных окружений, видно, что полученные экспериментально значения свидетельствуют в пользу предположения, что атомы Mn в $ErFe_2Mn_{0.1}$ статистически замещают как Fe в кристаллографических позициях 16d, так и атомы Er в кристаллографических позициях 8a. Величину H_{is} изотропной части тензора сверхтонкого поля на ядре ^{57}Fe можно приближенно считать пропорциональной величине магнитного момента на атоме Fe. Поэтому по изменению изотропной части поля ($\Delta H_{is} \approx$ -24 кЭ) при появлении атома Mn в ближайшем окружении Fe в $ErFe_2Mn_{0.1}$ можно оценить изменение магнитного момента на атоме Fe, которое составляет ~ -13 %.

Полученные результаты полезны для объяснения природы магнитных свойств новых нестехиометрических соединений $ErFe_2Mn_x$ и целенаправленного синтеза новых магнитных материалов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 20-42-660008) и правительства Свердловской области.

Список использованных источников:

1. Мушников Н.В., Гавико В.С., Герасимов Е.Г., Терентьев П.Б., Ткач И.А. Магнитные свойства и структура нестехиометрических редкоземельных интерметаллидов $TbNi_2Mn_x$ ($0 \le x \le 1.5$) // Физика металлов и металловедение. – 2010. – № 3, т. 110. – С. 223–231.

2. Meyer C., Hartmann-Boutron F., Gros Y., Berthier Y., Buevoz J.L. Detailed study of $NdFe_2$ and additional results relative to $PrFe_2$ and $YbFe_2$. Comparison with other R.E.Fe_2 compounds // Journal de Physique. – 1981. – № 42. – P. 605–620.

3. Русаков В.С. Мёссбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. – Алматы, 2000. – 438 с.

4. Русаков В.С., Илюшин А.С., Морозов В.Н., Никанорова И.А. Мёссбауэровские исследования сверхтонких взаимодействий в системе $Er(Fe_{1-x}Mn_x)_2$ // Известия Академии наук. Серия физическая. – 1994. – № 4, т. 58. – С. 24–29.

УДК 537.874; 537.624

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ ДИНАМИКИ ПРИ ОРИЕНТАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В ОРТОФЕРРИТАХ И ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

Непочатых Ю.И.

к.ф.-м.н., с.н.с., Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Коледов В.В.

д. ф.-м.н., вед.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Шавров В.Г.

д. ф.-м.н., проф., зав. лабораторией магнитных явлений в микроэлектронике, Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Исследована высокочастотная восприимчивость монокристаллических магнетиков в области перехода их вектора намагниченности в коллинеарное внешнему полю положение по оси трудного намагничивания. Обнаружено, что острый пик восприимчивости в перпендикулярном к плоскости (111)-ориентированной пленки железоиттриевого граната квазистатическом магнитном поле в области насыщения намагниченности связан с появлением низкочастотной модуляции прецессии намагниченности. Эта модуляция имеет релаксационную форму и обусловлена регулярными скачками вектора намагниченности между сближенными возможными его положениями. Выявлены аналогичные особенности магнитной динамики в редкоземельных ортоферритах в области поля и температуры ориентационных фазовых переходов.*
Ключевые слова: *ориентационный переход, прецессия намагниченности, бистабильность*

FEATURES OF MAGNETIC DYNAMICS DURING ORIENTATIONAL TRANSITIONS IN ORTHOFERRITES AND FERRITE-GARNET FILMS

Nepochatykh Yu.I.

Ph.D., senior researcher, Donetsk institute for physics and engineering named after A.A. Galkin

Koledov V.V.

dr.sc., leading researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Shavrov V.G.

dr.sc., professor, head of laboratory, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Annotation*. The high-frequency susceptibility of single-crystal magnetic materials in the region of the transition of their magnetization vector to a position collinear to the external field along the axis of difficult magnetization is investigated. It was found that a sharp peak of susceptibility in quasi-static magnetic field perpendicular to the plane of (111) -oriented yttrium iron garnet film near saturation of magnetization is associated with the appearance of low-frequency modulation of magnetization precession. This modulation has a relaxation form and is caused by regular jumps of*

the magnetization vector between its possible close positions. Similar facts of the features of magnetic dynamics in rare-earth orthoferrites in the region of the field and temperature of orientation phase transitions are revealed, which can be explained by the same type of jumps in the ferromagnetism vector.

Key words: *orientational transition, precession of magnetization, bistability*

Частотно-полевая зависимость ν(H) ферромагнитного резонанса во внешнем поле, направленном вдоль оси трудного намагничивания (ОТН) магнетика, имеет характерную клинообразную форму с минимумом частоты, стремящейся к нулю в точке поля равного полю магнитной анизотропии [1]. Такую же клинообразную форму имеют зависимости от температуры мягкой моды резонансных частот ν(T) в редкоземельных ортоферритах и изоморфном им соединении Fe_3BO_6 [2] в области ориентационного фазового перехода при спиновой переориентации

$$\Gamma_4(G_x,F_z) \square \Gamma_{24}(G_{x,z},F_{x,z}) \square \Gamma_2(G_z,F_x),$$

при которой под действием температуры и поля происходит плавный поворот векторов антиферромагнетизма и слабого ферромагнетизма G и F в плоскости ac кристалла.

На зависимостях ν(H) и ν(T) обнаруживается дополнительно вертикальная линия точек резонансов и пиков магнитной восприимчивости, измеренных на разных частотах в одном и том же значении поля минимума «клина» в ортоферритах, в пленках феррит-гранатов и металлических пленках с наведенной одноосной анизотропией [2-5]. Природа этой вертикальной линии объяснена различно: резким увеличением статической восприимчивости [3]; бистабильностью ориентации вектора намагниченности и осуществлением условий бифуркационного резонанса [4]. Реализацией возможности резонанса граничного слоя в феррит-гранатовой пленке объяснен наблюдаемый в схожих условиях пик магнитной восприимчивости [5].

На рис.1 приведены полученные при стабилизированной температуре в области полей ориентационного фазового перехода зависимости ν(H) в Fe_3BO_6. Отметим - их вид подобен

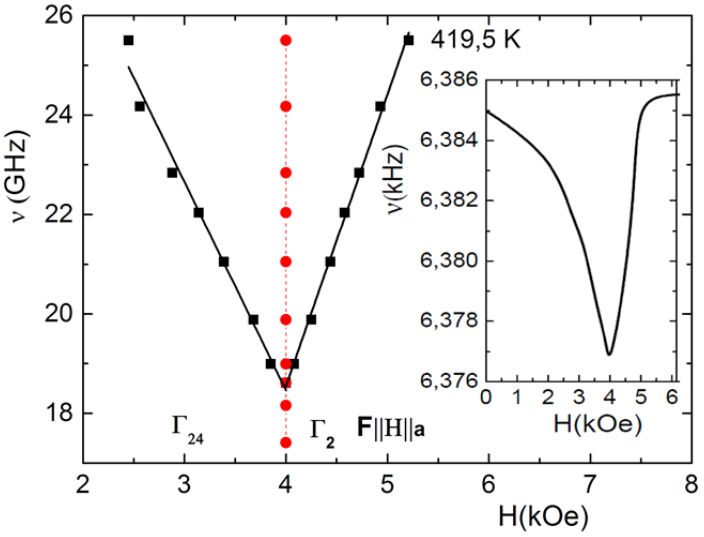


Рис.1. Частотно-полевые зависимости ν(H) ферромагнитного резонанса и на вставке - автодина в окрестности ориентационного фазового перехода в Fe_3BO_6.

зависимостям ν(H), при ориентационных переходах в пленках с кубической и одноосной анизотропией[3,4] во внешнем поле, направленном вдоль ОТН. Частота автодина:

$$\nu \sim 1/\sqrt{1+\alpha\chi}\,,$$

где α – постоянная, зависящая от параметров измерительной ячейки и размеров образца. На рис.2 приведены зависимости от поля вдоль нормали к пленке ЖИГ глубины появляющейся стабильно только в точке насыщения намагниченности модуляции (с частотой ~1 кГц) амплитуды автодина (его частота ~5 МГц) и его поля h в образце. Импульсы этой модуляции имеют максимальные амплитуду и стабильность периода только в значении поля пика на

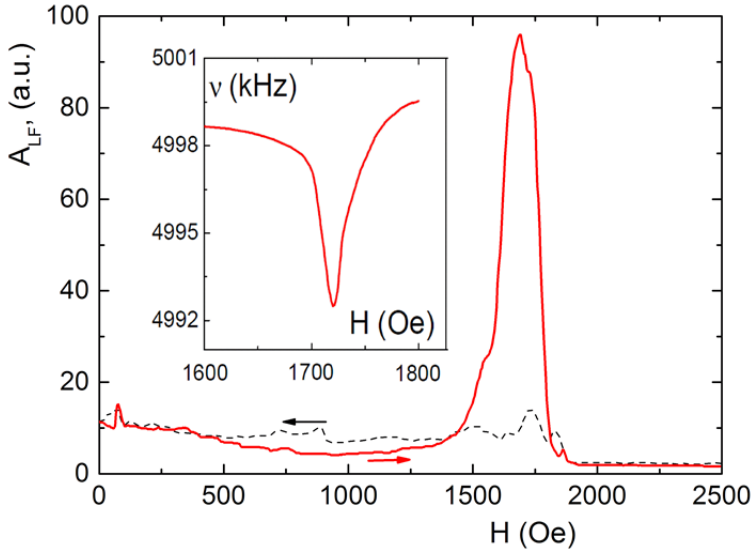


Рис.2. Зависимости от поля H вдоль нормали к пленке ЖИГ глубины модуляции A_{LF} амплитуды автодина и поля h~5 МГц. На вставке – изменение частоты автодина.

рис.2 и релаксационную форму, что отвечает регулярным скачкам вектора намагниченности между сближенными возможными его положениями, разделенным интервалами накачки прецессии высокочастотным полем и ее диссипации. На вставке рис.2 – соответствующее изменение частоты автодина, демонстрирующее аналогичное вставке рис.1 изменение восприимчивости χ(H).

Подобие приведенных и других характеристик магнитной динамики при ориентационных переходах в различных магнетиках позволяет с учетом специфики использовать общее их объяснение, связанное с выявленной генерацией скачков вектора намагниченности в области его перехода в коллинеарное внешнему полю положение.

Работа выполнена при финансировании Российского научного фонда, грант № 20-19-00745.

Список использованных источников:

1. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М., Физматлит, 1994. – 464 с.
2. Бучельников В. Д., Даньшин Н. К., Цымбал Л. Т., Шавров В. Г., Соотношение вкладов прецессионных и продольных колебаний в динамике магнетиков // УФН. – 1999. –Т. 169, – № 10. –С. 1049–1084.
3. Беляев Б.А., Изотов А.В., Кипарисов С.Я. Особенность высокочастотной восприимчивости тонких магнитных пленок с одноосной анизотропией // ПЖЭТФ. – 2001. – Т.74 – № 4. –С.248–252.
4. Vasilevskaya T.M., D.I. Sementsov, A.M. Shutui. Bifurcation magnetic resonance in films magnetized along hard magnetization axis // JMMM. – 2012. –Vol. 324. – № 19. –P. 2964 – 2971.
5. Dzhezherya Yu.I., Khrebtov A.O., Azarkh D. P., Kruchinin S. P. Sharp-pointed susceptibility of ferromagnetic films with magnetic anisotropy inhomogeneous in thickness // International Journal of Modern Physics B. – 2018. – Vol. 32. – № 17. –P. 1840034 (14 pages).

УДК 537.635

ФМР ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВ

Полулях С. Н.

д.ф.-м.н., профессор кафедры экспериментальной физики, Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского

Семук Е. Ю.

м. н. с., Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского

Бержанский В. Н.

д.ф.-м.н., зав. кафедрой экспериментальной физики, Крымский федеральный университет им. В. И. Вернадского

Белотелов В. И.

д.ф.-м.н., Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

***Аннотация**. Экспериментально зарегистрированы спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов (ЭПФГ) путем частотной развертки. Обнаружена тонкая структура спектральной линии ФМР и показано, что эта структура обусловлена резонансом поперечных мод упругих колебаний по толщине структуры пленка-подложка.*

***Ключевые слова:** эпитаксиальные пленки феррит-гранатов, ферромагнитный резонанс, упругие колебания.*

FMR PUMPING OF ELASTIC OSCILLATIONS IN EPITAXIAL FERRITE-GARNET FILMS

Polulyakh S. N.

Dr. Sc., Professor of Experimental Physics Department, Institute of Physics and Technology, V. I. Vernadsky Crimean Federal University

Semuk E. Y.

J. Researcher, Institute of Physics and Technology, V. I. Vernadsky Crimean Federal University

Berzhansky V. N.

Dr. Sc., Head of Experimental Physics Department, Institute of Physics and Technology, V. I. Vernadsky Crimean Federal University

Belotelov V. I.

Dr. Sc., Faculty of Physics, M. V. Lomonosov Moscow State University

Annotation. *We have experimentally recorded ferromagnetic resonance (FMR) spectra by frequency scanning in epitaxial ferrite-garnet films. We have detected the fine structure of FMR spectral line and we have shown that this structure is caused by the resonance of transverse modes of elastic oscillations over the thickness of the film-substrate structure.*

Keywords: *epitaxial ferrite-garnet films, ferromagnetic resonance, elastic vibrations.*

Измерялась частотная зависимость комплексного коэффициента пропускания *S21* специально изготовленной измерительной ячейки [1, 2] с образцом и без образца. В качестве образца использовались эпитаксиальные пленки катион-замещенных феррит-гранатов, выращенные на подложках гадолиний-галлиевого граната (ГГГ), ориентированных в плоскости (111). Взаимно перпендикулярные постоянное и переменное магнитные поля лежали в плоскости пленки с анизотропией типа «легкая плоскость». В частотном диапазоне 100 – 600 МГц и внешних магнитных полях до 4 мТл обнаружены линии поглощения, связанные с ФМР в магнитной пленке.

Ширина линии ФМР лежала в пределах 4 – 8 МГц, а сама спектральная линия ФМР имела тонкую структуру в виде провалов интенсивности, соответствующих модуляции спектра ФМР набором равноотстоящих по частоте узких, шириной порядка 0.1 МГц, спектральных линий. Оказалось, что частотный интервал между этими линиями уменьшается при увеличении толщины подложки и зависит от толщины магнитной пленки (рис. 1).

Резонансные частоты мод упругих колебаний по толщине плоскопараллельной пластины описываются выражением $\nu = \frac{c\,n}{2\,l}$, где c – скорость упругой волны, l – толщина пластины, n – целое число, номер моды. Частотный интервал между спектральными линиями соседних мод упругих колебаний $\Delta\nu = \frac{c}{2\,l}$ должен линейно убывать с ростом толщины пластины. Сплошная линия на рис.1 соответствует частотному интервалу $\Delta\nu$ для поперечных мод упругих колебаний по толщине подложки из гадолиний галлиевого граната (скорость волны $c = 3.57 \cdot 10^3$ м / с).

Из данных, приведенных на рис.1 видно, что частотный интервал $\Delta\nu$ между узкими спектральными линиями, регистрируемыми на фоне широкой линии ФМР, в первую очередь определяется толщиной подложки. Однако, наличие магнитной пленки приводит к дополнительному уменьшению частотного интервала $\Delta\nu$ и величина отклонения зависит как от толщины, так и от химического состава магнитной пленки. При этом скорость упругой волны в пленке отличается от скорости звука в подложке.

Действительно, скорость упругой волны в нелегированном железо-иттриевом феррит-гранате ($c = 3.85 \cdot 10^3$ м / с) отличается от гадолиний галлиевого граната. При этом также следует учитывать, что упругие моды наблюдаются на частоте ФМР и скорость упругой волны в магнитной пленке модифицирована за счет магнитоупругих взаимодействий.

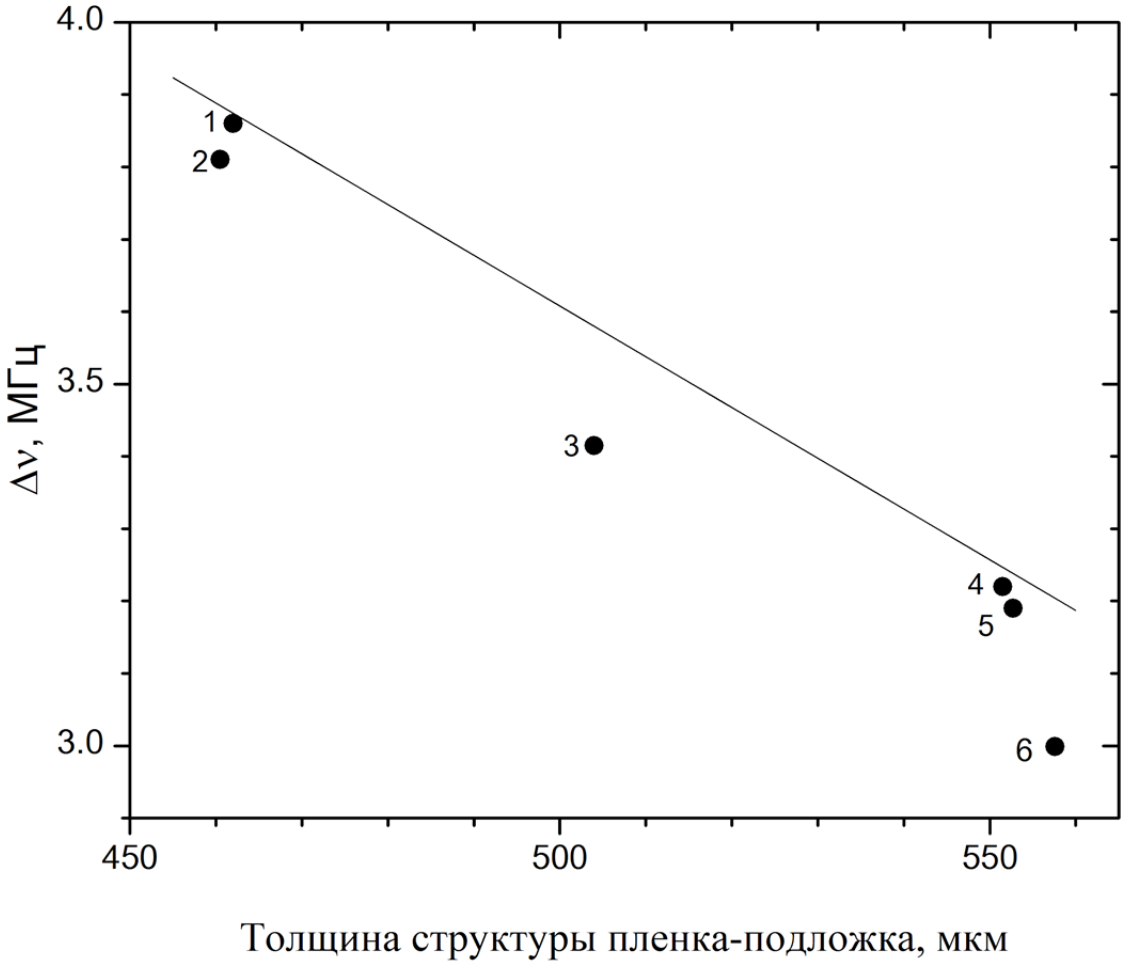


Рис. 1. Зависимость частотного интервала Δν между спектральными линиями мод упругих колебаний от общей толщины структуры ЭПФГ/ГГГ (l + h) для образца с толщиной подложки l: 450 мкм (1, 2), 500 мкм (3), 550 мкм (4, 5, 6).
Толщина магнитной пленки h: 12 мкм (1), 10.5 мкм (2), 4 мкм (3), 1.5 мкм (4), 2.7 мкм (5), 7.6 мкм (6).

Сплошная линия – расчетная зависимость частотного интервала упругих колебаний $\Delta\nu = \frac{c}{2\,l}$ *от толщины подложки l.*

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-29-02120.

Список использованных источников:

1. Polulyakh S. N., Berzhanskii V. N., Semuk E. Yu. at al. Ferromagnetic Resonance and Elastic Vibrations in Epitaxial Yttrium Iron Garnet Films / Journal of Experimental and Theoretical Physics. – vol. 132. – 2021. – p. 257–263. DOI: 10.1134/S1063776121020035.

2. Полулях С. Н., Бержанский В. Н., Семук Е. Ю. и др. Модуляция магнитоупругой связи при ферромагнитном резонансе в пленках феррит-гранатов / Журнал технической физики. – т. 91, в. 7. – 2021. – с. 1124 – 1131. DOI: 10.21883/JTF.2021.07.50953.295-20.

УДК 537.852.2

ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА ЛОКАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ МЕТАПОВЕРХНОСТИ В ГГЦ ДИАПАЗОНЕ

Сацкий А.В.

аспирант
Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет

Аннотация. *Работа посвящена особенностям аналитического расчета магнитного отклика метаповерхности из расщепленных кольцевых резонаторов в ГГц диапазоне. Учтены такие факторы, как неоднородное распределение тока в метаатоме, запаздывание и усложнение характера взаимодействия между метаатомами по сравнению с МГц диапазоном. Рассчитаны распределения локальной магнитной проницаемости вблизи метаповерхности.*

Ключевые слова: *метаматериал, метаповерхность, резонанс, взаимоиндукция*

PECULIAR QUALITIES OF METASURFACE LOCAL PERMEABILITY CALCULATION IN GHZ FREQUENCY RANGE

Satskii A.V.

postgraduate
Lomonosov Moscow State University, Faculty of physics

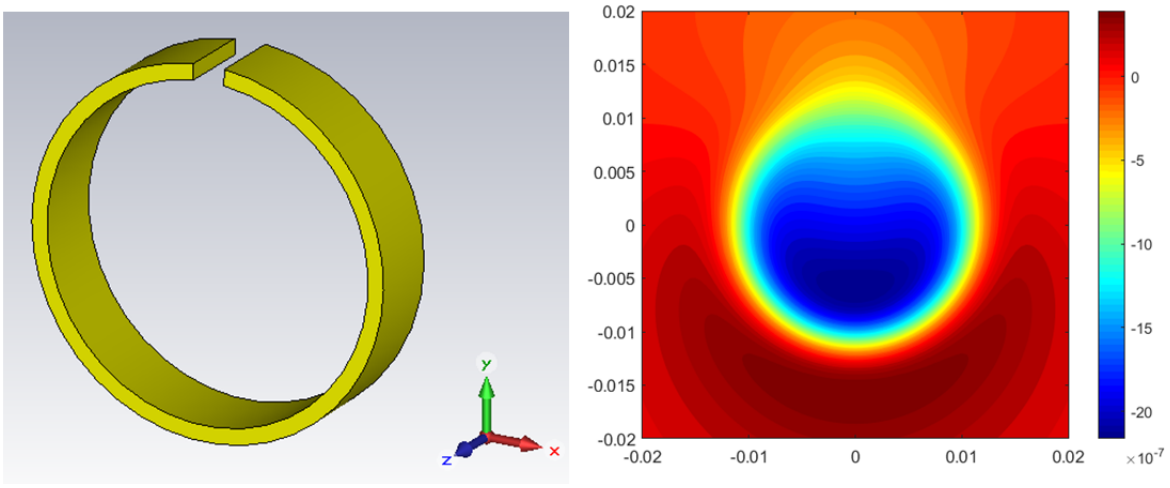
Annotation. *The work is dedicated to the peculiar qualities of analytical calculation of magnetic response of the metasurface consisting of split-ring resonators in GHz frequency range. Factors such as the inhomogeneous distribution of the current in the meta-atom, the retardation and the complication of the nature of the interaction between metaatoms in comparison to the MHz range are taken into account. The distributions of the local magnetic permeability near the metasurface are demonstrated.*

Key words: *metamaterial, metasurface, resonance, mutual induction*

Метаматериалы — современные композиционные материалы, уникальные свойства которых обусловлены не столько свойствами составляющих их элементов, сколько искусственно созданной периодической структурой. Примером таких свойств может быть отрицательное по величине значение локальной магнитной проницаемости в определенном диапазоне частот электромагнитного излучения.

Несмотря на то, что каждая элементарная структурная ячейка метаматериала (метаатом) в отдельности проявляет присущие метаматериалу характеристики, описывать отклик метаматериала аддитивным откликом отдельных метаатомов совершенно некорректно [1]. Важную роль здесь играет взаимодействие между метаатомами, порождающее распространение магнито- и электро-индуктивных волн в структуре. [2]. Поэтому ранее нами была предложена модель, учитывающая влияние взаимодействия метаатомов [3] на характеристики метаматериала.

Расчёт локальной магнитной проницаемости метаповерхности в МГц диапазоне с учётом взаимодействия между метаамомами и учётом их конечных размеров был проведён в работе [4]. Однако, в ГГц диапазоне, где длина волны возбуждающего излучения становится сравнима с размерами метаатомов, необходимо также учитывать запаздывание [5,6], а также неоднородное распределение магнитного поля вблизи метаатома (Рис. 1), как следствие неоднородного распределения тока в метаатоме. Более того, в ГГц диапазоне, наряду с магнитным взаимодействием, большую роль начинает играть электрическое взаимодействие между метаатомами.



а) б)

Рис. 1 Внешний вид метаатома с внешним диаметром 23 мм и высотой 5 мм (а); Распределение индукции магнитного поля в плоскости XY на расстоянии 3 мм над поверхностью метаатома, рассчитанное аналитически

В настоящей работе предложена методика расчета магнитной проницаемости в метаповерхностях конечных размеров с учетом особенностей взаимодействия метаатомов в ГГц диапазоне и проведен анализ результатов, полученных с помощью расчетов на основе предложенной методики.

Список использованных источников

1. Solymar L., Shamonina E. Waves in Metamaterilas. Oxford Univ.Press., Oxford. 385 p. 2009.

2. Radkovskaya A., Shamonina E. Band structure of Mono- and Diatomic Metamaterials with Inter-Element Coupling. 7th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics – Metamaterials. Thesis, Bordeaux. France. 2013.

3. Radkovskaya A., Petrov P., Kiriushechkina S, Satskiy A., Ivanyukovich M, Vakulenko A., Prudnikov V., K Kotelnikova O., Korolev A., Zakharov P. Magnetic metamaterials: coupling and permeability. Book of abstracts Moscow International Symposium on Magnetism 2017, MISM-2017, 1-5 July, 2017, Moscow, p.96

4. Сацкий А.В. Учет конечных размеров метаатомов при расчёте локальной магнитной проницаемости метаповерхностей. Магистерская диссертация. Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова. Москва. 61 стр. 2019

5. Tatartschuk E., Gneiding N., Hesmer F., Radkovskaya A., Shamonina E. Mapping inter-element coupling in metamaterials: Scaling down to infrared // J. Appl. Phys. – 2012. –No. 111. . – P. 094904-1-094904-9. .

6. Radkovskaya A., Shamonin M., Stevens C.J., Edwards D.J., Shamonina E., Solymar L. An experimental study of the properties of magnetoinductive waves in the presence of retardation // J. Magn. Magn. Mater. –2006. – V.300 . –P. 29.

УДК 538.22:539.28

СВЕРХТОНКИЕ ПОЛЯ И ЛОКАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОБАЛЬТ СОДЕРЖАЩИХ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЯДЕРНОГО СПИНОВОГО ЭХА

Суриков В.В.
профессор, д.ф.-м.н.
Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Физический факультет

Аннотация. *Работа посвящена изучению влияния локального атомного окружения на распределение сверхтонких полей в кобальт содержащих сплавах Гейслера с помощью прецизионной методики ядерного спинового эхо. Составы варьировались во всех трех узлах кристаллической решетки.*
Ключевые слова: *сплавы Гейслера, ядерное спиновое эхо, сверхтонкие поля*

HYPERFINE FIELDS AND LOCAL FEATURES OF COBALT-CONTAINING HEUSLER ALLOYS FROM NUCLEAR SPIN ECHO MEASUREMENTS

Surikov V.V.
Dr.Sc., professor
Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics

Annotation. *The work is dedicated to the study of the influence of the local atomic environment on the distribution of hyperfine fields in cobalt-containing Heusler alloys using the precision technique of nuclear spin echo. The compositions varied in all three nodes of the crystal lattice.*

Keywords: *Heusler alloys, nuclear spin echo, hyperfine fields*

По многим причинам интерес к сплавам Гейслера только нарастает: из всех примерно 34000 работ за последние 5 лет выполнено около 12000 исследований. Но, к сожалению, доля наиболее точных локальных исследований с помощью ядерного спинового эха за эти 5 лет не превышает 0.03%.

В интересной работе [1] сплавы Ni_2MnGa исследовались с помощью современного Tecmag Redstone spectrometer (10–500 MHz). Однако замещение никеля на магнитоактивный кобальт приводит к заметному усложнению физики сплавов, поэтому в данном докладе приводятся результаты измерений распределения сверхтонких полей во многих сплавах Co_2MnGa с вариациями составов во всех трех узлах кристаллической решетки.

На всех спектрах самая интенсивная линия соответствует атомам Mn, находящимся в узлах Y с окружением, соответствующим упорядоченной структуре $L2_1$. В целом спектры ядерного спинового эха в кобальт содержащих сплавах значительно сложнее, чем в сплавах Ni_2MnGa [1]. Максимальное влияние на характер спектров и магнитные свойства сплавов оказывает попадание атомов марганца в узлы кобальта или галлия. Для кобальтовых сплавов исключительно важным для повторяемости результатов и для корректности исследований различными методиками (основной тренд современных исследований) оказывается точное попадание в стехиометрический состав и чистота исходных элементов.

Список использованных источников

1. Belesi M., Giebeler L., Blum C. G. F., Rößler U. K., Büchner B. , and Wurmehl S. Local magnetism and structural properties of Heusler Ni_2MnGa alloys // Physical Review B. – 2015. – V.**91**. – 134415

УДК 537.624.9

МИКРОМАГНИТНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ТРЕХМЕРНЫХ ПЛЕНКАХ

Теплов В. С.

м.н.с.,
Институт физики металлов имени Н. М. Михеева

Бессонов В. Д.

к.ф.-м.н., с.н.с.,
Институт физики металлов имени Н. М. Михеева

Баталов С. В.

к.ф.-м.н., с.н.с.,
Институт физики металлов имени Н. М. Михеева

Телегин А. В.

к.ф.-м.н., в.н.с.,
Заведующий лабораторией магнитных полупроводников, Институт физики металлов имени Н. М. Михеева

Аннотация. *Работа посвящена изучению возбуждению магнитных колебаний с помощью нелинейного эффекта – авторезонанса. На основе микромагнитного моделирования в программе mumax[3] была показана возможность возбуждения высокоамплитудных колебаний намагниченности малоамплитудным переменным полем в трехмерной модели пленки ЖИГа.*

Ключевые слова: *магноны, магнитные колебания, спинволновой резонанс, резонансное возбуждение.*

MICROMAGNETIC SIMULATION OF MAGNETIZATION OSCILLATIONS EXCITATION IN THREE-DIMENSIONAL FILMS

Teplov V.S.

junior researcher
M.N. Mikheev Institute of Metal Physics

Bessonov V.D.

PhD in physics, researcher
M.N. Mikheev Institute of Metal Physics

Batalov S.V.

candidate of physical and mathematical sciences, researcher
M.N. Mikheev Institute of Metal Physics

Telegin A.V

candidate of physical and mathematical sciences, leading researcher
Head of the Laboratory of Magnetic Semiconductors,
M.N. Mikheev Institute of Metal Physics

Annotation. *The work is dedicated to the study of magnetic oscillation excitations using a nonlinear effect - autoresonance. On the basis of micromagnetic modeling in the mumax3 program, the possibility of high-amplitude magnetization oscillations excited by a low-amplitude alternating field in a three-dimensional model of a YIG film was shown.*

Keywords: *magnons, magnetic oscillations, spin-wave resonance, resonant excitation.*

Нелинейные эффекты динамики намагниченности - перспективная область физики высоких частот [1]. Для достижения больших амплитуд отклонения вектора намагниченности в ферромагнетике используются либо большие значения напряжённости переменного поля [1], либо большие плотности спинового тока, что делает данные эффекты энергетически невыгодными. Известно, что собственные частоты нелинейных систем являются функцией амплитуды, следовательно, изменяя частоту возбуждающего поля, так чтобы всегда находится в оптимальных резонансных условиях можно достигать значительных амплитуд, характерных для нелинейных явлений. При этом достаточно малых значений напряжённости возбуждающего поля, недостаточных для преодоления нелинейного порога в случае постоянной частоты. Такой эффект называется авторезонансом и представляет собой управление резонансной частотой колебаний намагниченности с помощью поля накачки за счёт захвата фазы собственных колебаний намагниченности внешним полем, был теоретически предсказан для магнитных подсистем в твёрдом теле в работах [2, 3].

В данной работе проведено численное микромагнитное моделирование авторезонанса в плёнках железо-иттиевого граната толщиной 160 нм во внешнем магнитном поле 2 кОе, направленном по нормали к поверхности пленки. Был изучен вклад размагничивающих полей, одноосной и кубической магнитной анизотропии, а также сложных механизмов затухания. Целью данной работы было поставлено определить параметры необходимые для возникновения и экспериментального наблюдения данного эффекта и оценить его величину, используя методы микромагнитного моделирования в программной оболочке MUMAX3, с учетом физических параметров реальных материалов.

В ходе моделирования была обнаружена пороговая зависимость амплитуды колебаний намагниченности от скорости изменения частоты возбуждающего магнитного поля (рис. 1). Для использованных параметров пленки ЖИГ оптимальная скорость изменения возбуждающего магнитного поля для возбуждения авторезонанса составила $4{,}4 \cdot 10^{16}$ $1/с^2$, и величина отклонения намагниченности от равновесного положения составила 140 градусов.

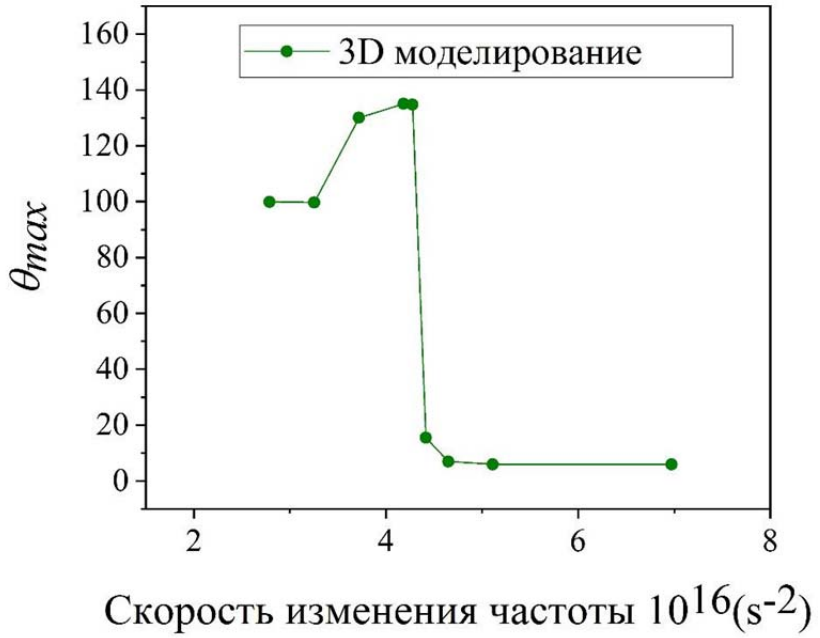


Рис. 1. Пороговая зависимость максимального угла отклонения θ_{max} намагниченности от скорости изменения возбуждающего поля для моделирования резонанса в трехмерной модели ЖИГа с учетом размагничивающих полей и одноосной анизотропии.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Спин» №АААА-А18-118020290104-2, при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90014

Список использованных источников:

1. J.C. Ji, C.H. Hansen, A.C. Zander. Nonlinear Dynamics of Magnetic Bearing Systems // Journal of Intelligent Material Systems and Structures. – 2008. - V. 19, P 1471.

2. С. В. Баталов, А. Г. Шагалов. Авторезонансное управление солитоном намагниченности // Физика металлов и металловедение. – 2010. – №1, т. 109, С. 3-8.

3. С.В. Баталов, А.Г. Шагалов. Резонансные эффекты в динамике магнитного солитона // Физика металлов и металловедение. – 2013. – № 2, т. 114, С. 115–119.

УДК 538.955

ФОРМА ЛИНИЙ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$ МАНГАНИТЕ

Ульянов А.Н.
к.ф.-м.н., с.н.с.,
Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия

Seong-Cho Yu
Ph.D., Prof.,
Ulsan National Institute of Science and Technology, Korea

Савилов С.В.
д.х.н., в.н.с.,
Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия

Аннотация. *Методом электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) исследована динамика спинов в манганите $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$. Анализ показал, что при температуре T_L (≈T_m - температура, при которой ширина ЭПР линии минимальна) форма линии спектров поглощения практически идеально описывается одним лоренцианом. При температурах, отличных от T_L наблюдается слабая и отличающаяся (при $T < T_L$ и $T > T_L$) асимметрия линии поглощения, указывающие об обменном сужении (при $T < T_L$) и уширении (при $T > T_L$), связанном с проводимостью, спектральных линий.*

Ключевые слова: *манганиты, электронный парамагнитный резонанс, форма линий спектров поглощения*

LINE SHAPE OF ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE SPECTRA IN $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$ MANGANITES

Ulyanov A.N.
Ph.D., senior researcher,
Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Russia

Seong-Cho Yu
Ph.D., Prof.,
Ulsan National Institute of Science and Technology, Korea

Savilov S.V.
Dr.Sc., leading researcher,
Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Russia

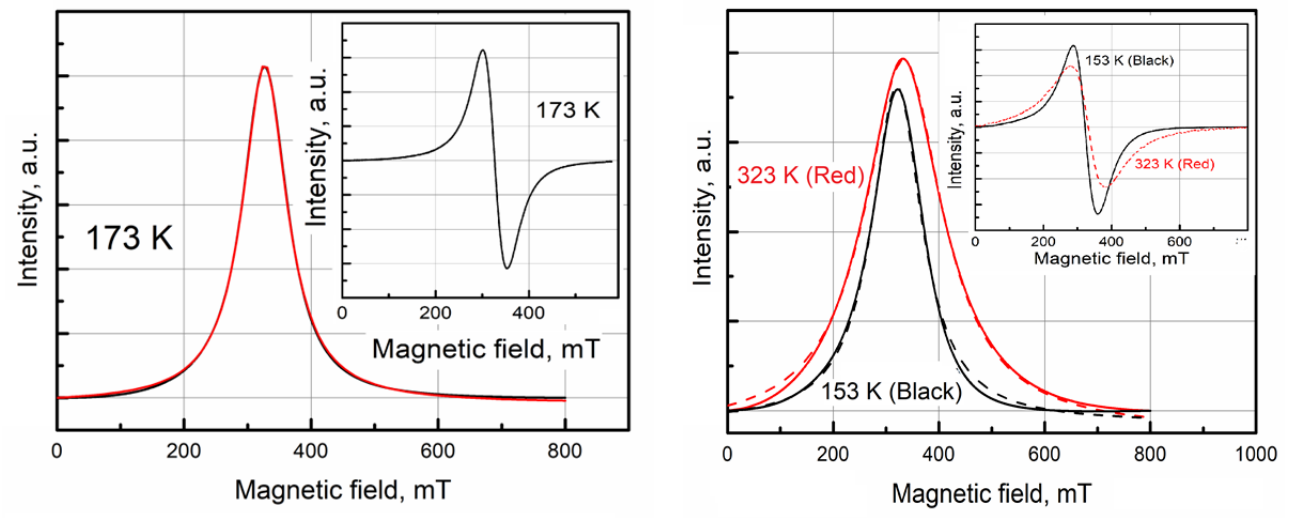
Annotation. *The dynamics of spins in $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$ manganite has been studied by the electron paramagnetic resonance (EPR) method. The analysis showed that at the temperature T_L (≈Tm, where Tm is the temperature at which the EPR line width is minimal), the shape of the spectral line is almost ideally described by single Lorentzian. At temperatures other than T_L, a weak and different (at $T < T_L$ and $T > T_L$) absorption line asymmetry is observed, indicating exchange narrowing (at $T < T_L$) and broadening (at $T > T_L$) associated with the conductivity of the spectral lines.*

Keywords: *manganites, electron paramagnetic resonance, line shape of absorption spectra*

Взаимодействие между решеточными, зарядовыми и спиновыми степенями свободы в перовскито-подобных манганитах определяет многообразие их магнитных и электронных свойств. Электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) дает важную информация о спиновой динамике манганитов [1-4]. При анализе температурных зависимостей параметров ЭПР спектров авторы, как правило, анализируют температурные зависимости интенсивности (I_{DIN}) и ширину линий спектров поглощения (ΔH_{pp}), зависящую от скорости релаксации полного спина [1,2,5,6]. I_{DIN} получают двойным интегрированием исходного экспериментального ЭПР спектра. Если спектр поглощения можно описать кривой Лоренца, то I_{DIN} определяется выражением $I_{DIN} = [\Delta Hpp(T)]^2 \bullet hpp(T)$, где ΔHpp и $hpp(T)$ - ширина и амплитуда измеряемой производной сигнала поглощения от пика до пика [3]. Для определения ширины линии пользуются феноменологическим выражением [1,5,6]

$$\Delta H_{pp}(T) = L(T)\chi_0(T)/\chi(T), \qquad (2)$$

где $\chi_0(T)$ – восприимчивость (Кюри) свободного электрона, $\chi(T)$ - измеряемая восприимчивость, $L(T)$ – кинетический коэффициент. $L=L_{Mn4+}+L_{eg}$, где первое слагаемое обусловлено спин-спиновой релаксацией ионов Mn^{4+} [5,6], а второе - термически активированными прыжками e_g поляронов [1,6,7]. Обычно анализ спектров проводят при $T > T_{min}$,≈ 1.05•Tc, где T_{min} - температура, при которой зависимость $\Delta H(T)$ показывает минимум, Tc - температура Кюри, определяемая экстраполяцией намагниченности (M) к ее нулевому значению на зависимости $M(T)$. Форма линии спектров поглощения с очень хорошей точностью описывается одной линией Лоренца [2-4, 6,8,9]. При уменьшении температуры ниже T_{min} взаимодействие локализованных магнитных моментов и возрастание размагничивающих эффектов приводит к уширению ЭПР линий, их смещению, а затем и расщеплению [10]. При увеличении температуры выше T_{min} ширина линии, пропорциональная скорости прыжков носителей [11], уширяется. В данной работе впервые проведено тщательное исследование формы линии ЭПР спектров поглощения перовскита $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$. Ранее [8], на этих же образцах нами были исследованы температурные зависимости намагниченности, восприимчивости и проводимости, а также зависимости ширины и интенсивности линий ЭПР спектров. В частности, результаты измерений намагниченности показали, что T_{min},≈ 193 К, Tc ≈ 180 К (температура Кюри, T_K, определяемая по минимуму производной d$M(T)$/dT равнялась 128 К). Проводимость, начиная от точки перехода металл-диэлектрик, увеличивалась при повышении температуры. Методика синтеза образцов и проведения экспериментов приведена в [8]. Данное исследование формы линии ЭПР спектров поглощения было инициировано работами по исследованию углеродных нанотрубок [12] и оксидов графена [13], где наблюдалась асимметрия спектров, связанное с разделением неспаренных электронов на локализованные и мобильные.



(а) **(б)**

Рис. 1. ЭПР спектры поглощения манганита $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$, полученные при температуре 173 К (а) и температурах 153 и 323 К (б). Сплошные линии — экспериментальные зависимости, прерывистые линии — подгоночные лоренцианы. На вставке показаны исходные экспериментальные кривые (производные от ЭПР спектров поглощения). Мы анализировали только форму линии, поэтому для интенсивностей были использованы относительные единицы.

Приведенные в настоящем сообщении исследования перовскита $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$ показали следующее. При температурах 173 и 183 К (температуры T_L) ЭПР спектры поглощения являются симметричными и практически идеально описываются линией Лоренца (Рис. 1а). При температурах выше и ниже T_L спектры поглощения слабо асимметричны, но по-прежнему хорошо описываются одной лоренциановской линией (Рис. 1б). При $T<T_L$ спектры несколько сужены в правой части хвоста линии поглощения. Это отразилось в отклонении экспериментальной кривой поглощения от подгоночного лоренциана, что может свидетельствовать об обменном сужении. При $T>T_L$ наблюдается другая картина. Экспериментальная кривая отклоняется от подгоночной на левом хвосте кривых поглощения, то есть, правая часть кривой поглощения становится шире левой. Это свидетельствует об уширении и асимметрии ЭПР линии, что, вероятно, связано с увеличением проводимости и различием в окружении парамагнитных центров. Фактически это означает, что кривая поглощения должна описываться двумя лоренцианами, но в данном случае такая подгонка является проблематичной вследствие слабого отклонения экспериментальной и подгоночной (в случае одного лоренциана) кривых. Указанные выводы требуют теоретического подтверждения. Интересно отметить, что температура $T_L \approx T$c и, вероятно, так же, как и Tc, может являться определением точки разделения ферромагнитной и парамагнитной фаз.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект RSF-№ 21-43-00023).

Список использованных источников:

1. Huber, D.L. Electron spin resonance linewidth, susceptibility, and conductivity in doped manganites / D.L. Huber, D. Laura-Ccahuana, M. Tovar, M.T. Causa // J. Magn. Magn. Mater. – 2007. – Vol. 310, Iss. 2, Part 2. – P. e604-e606.

2. Huber, D. L. Contribution of polaron hopping to the electron paramagnetic resonance linewidth in $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ and related materials // J. Magn. Magn. Mater. – 2012. – Vol.

324. – P. 2113-2115.

3. Ulyanov, A.N. Electron paramagnetic resonance study of $La_{0.7}Ca_{0.3-x}Ba_xMnO_3$ lanthanum manganites / A.N. Ulyanov, S.C. Yu, S.G. Min, G.G. Levchenko // J. Appl. Phys. – 2002. – Vol. 91. – P. 7926-7928.

4. Misra, S.K. EPR and magnetization studies of the manganites $La_{0.7-x}Eu_xSr_{0.3}MnO_3$ (x = 0.4, 0.5, 0.6, 0.7) and $La_{0.3}Nd_{0.4}Sr_{0.3}MnO_3$ at different temperatures: conductivity due to hopping of small polarons / S.K. Misra, S.I. Andronenko, P. Padia, S. Vadnala, S. Asthana // J. Magn. Magn. Mater. – 2020. – Vol. 519. – P. 167450.

5. Huber, D.L. EPR linewidths in $La_{1-x}Ca_xMnO_3$: $0<x<1$ / D. L. Huber, G. Alejandro, A. Caneiro, M.T. Causa, F. Prado, M. Tovar and S.B. Oseroff // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 60. – P. 12155-12161.

6. Rozenberg, E. Disorder-induced phase coexistence in bulk doped manganites and its suppression in nanometer-sized crystals: The case of $La_{0.9}Ca_{0.1}MnO_3$ / E. Rozenberg, A.I. Shames, M. Auslender, G. Jung, I. Felner, J. Sinha, S.S. Banerjee, D. Mogilyansky, E. Sominski, A. Gedanken, Ya.M. Mukovskii, and G. Gorodetsky // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 76. – P. 214429.

7. Snyder, G.J. Intrinsic electrical transport and magnetic properties of $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ and $La_{0.67}Sr_{0.33}MnO_3$ MOCVD thin films and bulk material / G.J. Snyder, R. Hiskes, S. DiCarolis, M.R. Beasley and T. H. Geballe // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53. – P. 14434-14444.

8. Ulyanov, A.N. $Pr_{0.7}Ca_{0.15}Ba_{0.15}MnO_3$ manganite: electron paramagnetic resonance, conductivity and susceptibility / A.N. Ulyanov, H.D. Quang, N.E. Pismenova, S.C. Yu, G.G. Levchenko // Solid State Commun. – 2012. – Vol. 152. – P. 1556-1559.

9. Ulyanov, A.N. EPR line intensity in $La_{0.7}Ca_{0.3-x}Ba_xMnO_3$ / A.N. Ulyanov, G.G. Levchenko, S.C. Yu // Sol. State Commun. – 2002. – Vol. 123. – P. 383-386.

10. Rettori, C. Temperature dependence of the ESR linewidth in the paramagnetic phase at $T>T$c of $R_{1-x}B_xMnO_{3+\delta}$ (R=La,Pr; B=Ca,Sr) / C. Rettori, D. Rao, J. Singley, D. Kidwell, S.B. Oseroff, M.T. Causa, J.J. Neumeier, K.J. McClellan, S-W. Cheong, S. Schultz // Phys. Rev. B. – 1997. – Vol. 55. – P. 3083-3086.

11. Movaghar, B. Electron spin resonance in amorphous germanium and silicon / B. Movaghar, L. Schweitzer, H. Overhof // Philos. Mag. – 1978. – Vol. 37, N. 6. – P. 683-702.

12. Savilov, S. Conversion of Secondary C3-C4 Aliphatic Alcohols on Carbon Nanotubes Consolidated by Spark Plasma Sintering / S. Savilov, E. Suslova, V. Epishev, E. Tveritinova, Y. Zhitnev, A. Ulyanov, K. Maslakov and O. Isaikina // Nanomaterials. – 2021. – Vol. 11. – P. 352.

13. Wang, B. In situ Electron paramagnetic resonance spectroelectrochemical study of graphene-based supercapacitors: Comparison between chemically reduced graphene oxide and nitrogen-doped reduced graphene oxide / B. Wang, V. Likodimos, A.J. Fielding, R.A.W. Dryfe // Carbon. – 2020. – Vol. 160. – P. 236–246.

УДК 537.635

СПИН-ВОЛНОВОЙ РЕЗОНАНС В СЛУЧАЕ РАЗЛИЧНОГО ВИДА НАПРЯЖЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ПЛЕНОК МАНГАНИТА $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$

В.В. Шаповалов
PhD, Организация "Математика для Америки", Нью Йорк, США

В.А. Шаповалов
д.ф.-м.н., ведущий н. с.
Государственное Учреждение "Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина", Донецк, Донецкая Народная Республика

А.Н. Юрасов
д.ф.-м.н., зам. директора ФТИ, профессор, зам. зав. кафедрой наноэлектроники МИРЭА - Российский технологический университет, Москва

В.И. Вальков
д.ф.-м.н., профессор, зав. отделом
Государственное Учреждение "Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина", Донецк, Донецкая Народная Республика

Аннотация. *Работа посвящена исследованию спин - волнового резонанса (СВР) при различного вида напряженных состояниях эпитаксиальных пленок. Линейные деформации являются результатом разности параметров решеток эпитаксиальной пленки и подложки. При упругой изгибной деформации пленки появляется поверхностная мода в спектре спин-волнового резонанса. Определены константы магнитострикции пленки и ее поверхностного слоя.*

Ключевые слова: *упругие деформации, параметр элементарной решетки, магнитные эпитаксиальные пленки, спин - волновой резонанс, константы магнитострикции*

SPIN-WAVE RESONANCE AT DIFFERENT KINDS OF STRESS STATES OF THE FILM

Shapovalov V.V.
PhD, Organization "Math for America", New York, USA

Shapovalov V.A.
Doctor of Physics and Mathematics, Leading Researcher
Donetsk Institute of Physics and Technology n.a. A. A. Galkin, Donetsk, Ukraine

Yurasov A.N.
Doctor of Physics and Mathematics, Deputy Director of the Physico-technological Institute, MIREA - Russian Technological University, Moskow

Valkov V.I.
Doctor of Physics and Mathematics, Professor, head of department
Donetsk Institute of Physics and Technology n.a. A. A. Galkin, Donetsk, Ukraine

Annotation. *The work is devoted to the study of spin-wave resonance (SWR) at various types of stressed states of epitaxial films. Linear deformations result from the difference in the lattice parameters of the epitaxial film and the substrate. Under elastic flexural deformation of the film, a surface mode appears in the spin-wave resonance spectrum. The magnetostriction constants of the film and its surface layer are determined.*
***Key words**: elastic deformations, elementary lattice parameter, magnetic epitaxial films, spin-wave resonance, magnetostriction constants*

В настоящее время весьма актуальны исследования магнитостатических и спиновых волн в магнитных материалах [1], в том числе при магнитоупругом взаимодействии [2-5]. В работе исследовано влияние линейных и изгибных деформаций эпитаксиальных пленок на спин - волновой резонанс (СВР). При наращивании на монокристаллической подложке эпитаксиальный слой является напряженным. Напряжение возникает в результате разности параметров решеток пленки и подложки. Проведены исследования эпитаксиальных пленок манганита $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$, выращенных на подложках $LiNbO_3$ (LNO), $LaAlO_3$ (LAO) и $SrTiO_3$ (STO), имеющих разные параметры решеток. В случае монокристаллической подложки STO в пленке возникают напряжения сжатия, а в случае монокристаллической подложки LAO – напряжения растяжения. Отметим, что манганиты являются перспективными современными функциональными материалами, как с фундаментальной, так и практической точек зрения, например, в них открыт интересный и важный магнитооптический эффект – магниторефрактивный эффект [6].

В верхней части рисунка 1 схематически представлены несколько слоев монокристаллической подложки и эпитаксиального слоя. Наращиваемый слой имеет большую постоянную решетки, чем подложка, поэтому эпитаксиальная пленка сжата вдоль растущей плоскости (нижняя часть рисунка 1). Стремление к компенсации возникающих напряжений приводит к увеличению параметров элементарной ячейки в эпитаксиальном слое в направлении, перпендикулярном к границе раздела.

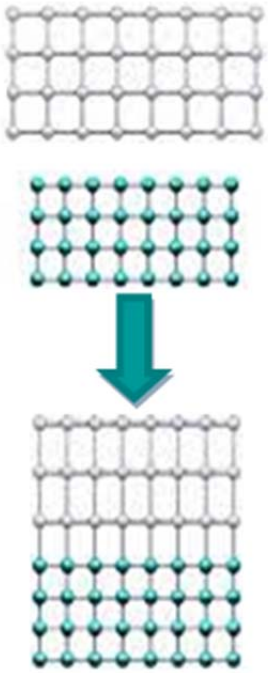


Рис. 1. Схема слоев элементарных ячеек монокристаллических подложки и эпитаксиального слоя

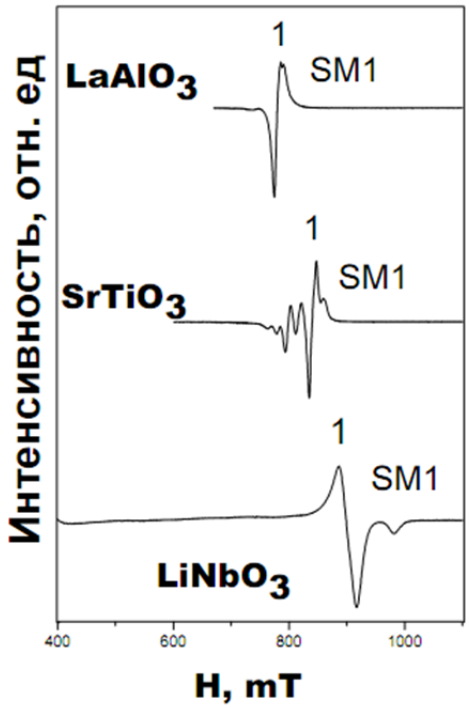


Рис. 2. Влияние линейных деформаций на спектры СВР в плёнках $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$, выращенных на подложках $LiNbO_3$, $SrTiO_3$ и $LaAlO_3$.

На рисунке 2 представлен спектр СВР в пленках $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$, нанесенных на подложки LNO, STO и LAO. В спектрах СВР наблюдается резонансная линия 1, которая является однородной модой спектра. На некотором расстоянии от нее в высоких полях наблюдается поверхностная мода спектра (линия SM1).

Константа магнитострикции пленки $\lambda_{пл} = \Delta H_1 \cdot M_s/3\sigma = -1.43\cdot10^{-6}$, где $M_s = 450$ Гаусс – намагниченность насыщения.

Константа магнитострикции поверхностного слоя пленки $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ на STO подложке $\lambda_{пов} = -2.46\, M_s\cdot10^{-6}$.

Проявление поверхностной моды в спектре спин-волнового резонанса происходит при упругой изгибной деформации пленки. Влияние изгибных деформаций на СВР исследовалось на пленке манганита $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ толщиной 1000 Å и нанесенной на подложку из монокристалла $LiNbO_3$. На рис. 3 приведена упруго деформированная подложка с пленкой. На рис. 4 приведена эпюра напряжений σ по толщине упруго деформированной подложки с пленкой.

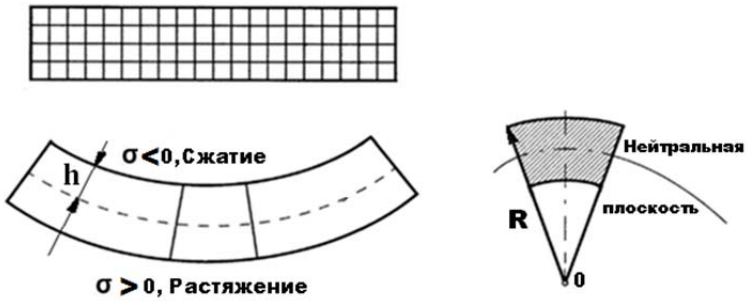


Рис. 3. Упруго деформированная подложка с пленкой

Рис. 4. Эпюра напряжений σ по толщине упруго деформированной подложки с пленкой

На рисунке 5 видно, что параметры поверхностной моды SM1 резко меняются при увеличении напряженного состояния пленки.

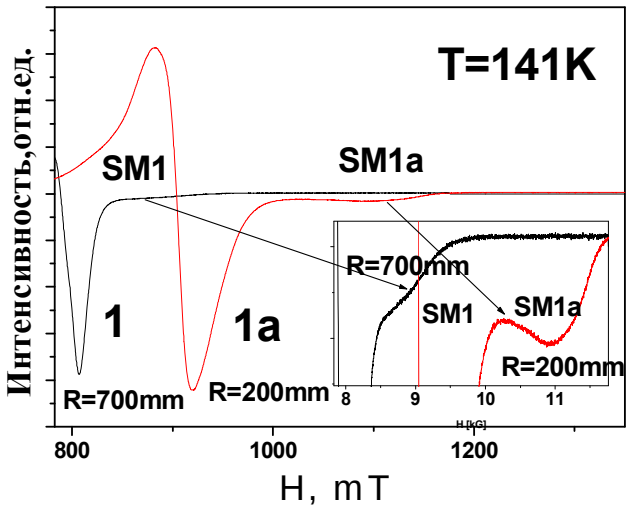


Рис. 5. Влияние изгибных деформаций на спектр СВР в пленке $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$.

Линия SM1 поверхностной моды при радиусе $R_1 = 700$ мм практически не разрешена, а в случае изгибных деформаций с радиусом $R_2 = 200$ мм наблюдается увеличение интенсивности поверхностной моды в спектре СВР более чем на порядок. Резонансные

кривые 1 и 1а описывают зависимость магнитного поля H(T) для однородной моды спектра СВР при деформациях $0.04 \cdot 10^{12}$ и $0.145 \cdot 10^{12}$ дин/см^2 соответственно. Резонансные кривые SM1 и SM1a характеризуют зависимость H(T) для поверхностной моды спектра при тех же величинах деформации.

Для расчета констант магнитострикции и поверхностного слоя пленки $La_{0.67}Ca_{0.33}MnO_3$ используются только упругие постоянные подложки $LiNbO_3$. В условиях равновесия для расчета напряжения σ в пленке используется следующее выражение:

$$\sigma = Ed^2 / 6(1-\nu)rt,$$

где $E = 1.482 \cdot 10^{12}$ дин/см^2 – модуль Юнга подложки, $d = 1.65 \cdot 10^{-2}$ см – толщина подложки, $t = 3 \cdot 10^{-5}$ см – толщина пленки, r – радиус кривизны изогнутого образца, $\nu = 0.227$ – коэффициент Пуассона подложки.

Величины механических напряжений σ в пленке в результате изгиба с радиусами кривизны 200 и 700 мм равны $0.145 \cdot 10^{12}$ дин/см^2 и $0.04 \cdot 10^{12}$ дин/см^2 соответственно.

При T = 141 K (рис. 5) значения магнитного поля H_1 однородной линии СВР для пленки с радиусами кривизны 200 и 700 мм равны 905 и 790 mT соответственно.

По величине этих изменений рассчитана константа магнитострикции пленки:

$$\lambda_{пл} = 2\,\Delta H_1 \cdot M_S / 3\,\sigma = -3.1987 \cdot 10^{-6},$$

где M_S = 472 Гаусс – намагниченность при 141 K.

Используя величину смещения резонансного поля поверхностной моды (линии SM1 и SM1a), благодаря вышеуказанному изгибному напряжению в пленке (H_2 = 895 mT при R_1 = 700 мм и H_{2a} = 1096 mT при R_2 =200мм при T=141K), определили константу магнитострикции поверхностного слоя пленки:

$$\lambda_{пов} = 2\,\Delta H_2 \cdot M_S / 3\,\sigma = -6{,}023 \cdot 10^{-6}, \text{ где } \Delta H_2 = H_{2a} - H_2.$$

Таким образом, при изгибных напряжениях (рис. 5) величина константы магнитострикции поверхностного слоя пленки $\lambda_{пов}$ больше константы магнитострикции пленки $\lambda_{пл}$, как и в случае плоскостных напряжений, в 1.7 раза.

В заключение отметим, что при упругой изгибной деформации пленки появляется поверхностная мода в спектре спин-волнового резонанса, в рамках данной работы определены константы магнитострикции пленки и ее поверхностного слоя.

Список использованных источников

1. Шавров В.Г., Щеглов В.И. Магнитостатические волны в неоднородных полях. – М.: Физматлит., 2016. – 360 с.
2. Pezeril T., Gusev V., Mounier D., Chigarev N., Ruello P. Surface motion induced by laser action on opaque anisotropic crystals // J. Phys. D: Appl. Phys. –2005. – V38. – № 9. – P. 1421-1427.
3. Temnov V. Ultrafast acousto-magneto-plasmonics // Nature Photonics - 2012.-V6.- P. 728-736.
4. Kovalenko O., Pezeril T., Temnov V. New Concept for Magnetization Switching by Ultrafast Acoustic Pulses // Phys. Rev. Lett. – 2013.-V110. - P. 266602-266607.
5. Linnik T.L., Scherbakov A.V., Yakovlev D.R., Liu X., Furdyna J.K., Bayer M. Theory of magnetization precession induced by a picosecond strain pulse in ferromagnetic semiconductor (Ga,Mn)As // Phys. Rev. B – 2011. – V84. P. 214432–214443.
6. Yurasov A.N., Bakhvalova T.N., Telegin A.V., et al. The analysis of the magnetorefractive effect in $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$: thin films and single crystals // Solid State Phenomena. –2012. –V.190. –P. 381-384.

УДК 537.635

ВЛИЯНИЕ ЧАСТОТЫ СВЧ-ПОЛЯ НА СПЕКТРЫ СПИН-ВОЛНОВОГО РЕЗОНАНСА В ПЛЕНКАХ С ОДНОРОДНЫМ ГРАДИЕНТОМ ПОЛЯ АНИЗОТРОПИИ

Зюзин А.М.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой экспериментальной и теоретической физики, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

Янцен Н.В.

к.ф.-м.н., доцент кафедры экспериментальной и теоретической физики, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

Наумкин В.В.

студент, Институт физики и химии, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

Аннотация. *Исследованы угловые зависимости спектра СВР в магнитных пленках с однородным градиентом поля анизотропии на двух частотах СВЧ-поля. Получено удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных характеристик спектров СВР.*

Ключевые слова: *спин-волновой резонанс, пленки ферритов-гранатов, градиент поля анизотропии*

INFLUENCE OF THE MICROWAVE FIELD FREQUENCY ON THE SPIN-WAVE RESONANCE SPECTRA IN FILMS WITH A UNIFORM ANISOTROPY FIELD GRADIENT

Zyuzin A.M.

Dr.Sc., professor, head of Department of experimental and theoretical physics, National Research Mordovia State University

Yantsen N.V.

PhD, associate Professor of the Department of experimental and theoretical physics, National Research Mordovia State University

Naumkin V.V.

student, Institute of Physics and Chemistry, National Research Mordovia State University

Annotation. *The SWR spectra angular dependencies in magnetic films with an anisotropy field uniform gradient at two frequencies of the microwave field are investigated. Satisfactory agreement was obtained between the calculated and experimental characteristics of the SWR spectra.*

Keywords: *spin-wave resonance, ferrite-garnet films, anisotropy field gradient*

Исследование особенностей спиновой динамики в диэлектрических магнитных пленках представляет несомненный научный и практический интерес, обусловленный перспективами применения данных материалов в устройствах спинтроники и магнетоэлектроники [1,2].

Целью настоящей работы являлось исследование влияния частоты СВЧ-поля на параметры спектров СВР и их угловые зависимости в магнитных пленках, обладающих линейным распределением полей одноосной и ромбической компонент анизотропии по их толщине.

Исследуемые пленки ферритов-гранатов были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках из гадолиний-галлиевого граната с кристаллографической плоскостью (110). Состав пленок $(BiLuGd)_3(FeGa)_5O_{12}$ задавался соответствующим составом раствора в расплаве и определялся методом рентгеновского энергодисперсионного микроанализа. Намагниченность насыщения $4\pi M$ равнялась 115 Гс, толщина h = 1.6 мкм, константа обменного взаимодействия A, которая определялась по температуре Кюри [3], была равна $1.23\cdot10^{-7}$ эрг·см$^{-1}$, значение обменной жесткости $D=(2A/M)=27\cdot10^{-9}$ эрг·см$^{-1}\cdot$Гс$^{-1}$. Близкое к линейному распределение полей одноосной H_{ku} и ромбической H_{kr} компонент анизотропии по толщине пленок достигалось плавным изменением температуры раствора в расплаве в процессе эпитаксиального роста.

Регистрация спектров СВР производилась при комнатной температуре на радиоспектрометре Bruker EMX Plus на частотах СВЧ-поля f_1 = 9.4 ГГц и f_2 = 34 ГГц. Расчет резонансных полей и интенсивностей пиков поглощения СВ-мод проводился путем решения волнового уравнения для переменной намагниченности [4]

$$\frac{2A}{M}\frac{\partial^2 m}{\partial z^2}-\left(H+H_k^{eff}-\frac{\omega}{\gamma}\right)m=0 \qquad (1)$$

Ось *z* совпадала с нормалью к пленке. Эффективное поле анизотропии H_k^{eff} учитывало вклад H_{ku} и H_{kr} и принималось линейно изменяющимся по толщине пленки $H_k^{eff}=Bz+C$. Как показывает расчет, если H_{ku} и H_{kr} линейно изменяются по толщине, то распределение H_k^{eff}, как и поля однородного резонанса H_{ur}, также будут близки к линейным по *z*. Поскольку значения A и M в существенно меньшей степени зависят от температуры роста, обменная жесткость (2A/M) при расчете принималась постоянной по толщине пленки.

С помощью замены переменной

$$x=l^{-1}\left[z+\left(H+C-\frac{\omega}{\gamma}\right)B^{-1}\right], \qquad (2)$$

где $l=(2A/MB)^{1/3}$, уравнение (1) приводится к виду $\partial^2 m(x)/\partial x^2-x\cdot m(x)=0$. Решение данного уравнения представляет собой линейную комбинацию функций Эйри $m(x)=a\cdot Ai(x)+b\cdot Bi(x)$. Константы *a* и *b* находились путем учета граничных условий на поверхностях пленки, а также условия нормировки.

Как видно из рис. 1 угловые зависимости резонансных полей СВ-мод в пленках с однородным градиентом поля анизотропии, в отличие от двухслойных пленок с однородными слоями имеют более сложный характер [5].

Из полученных результатов следует, что как структура спектров СВР, так и угловые зависимости резонансных полей СВ-мод на разных частотах СВЧ-поля имеют схожий

характер. В частности, для одинаковых значений азимутального угла, отсчитываемого в плоскости пленки от оси ромбической анизотропии, число возбуждаемых мод и интервал полей между ними по шкале полей остается практически неизменным.

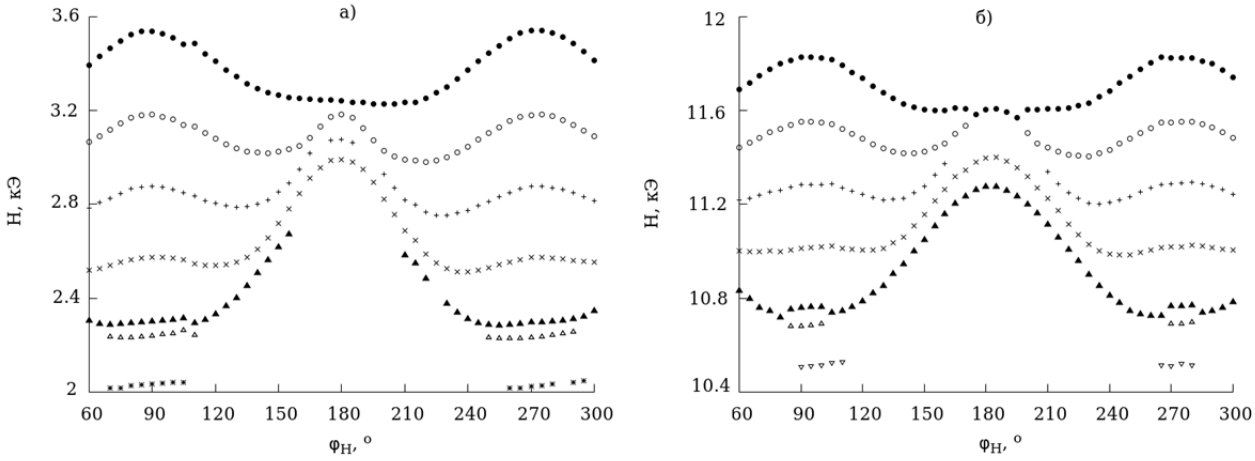


Рис. 1. Угловые зависимости резонансных полей СВ-мод при частоте микроволнового поля f_1 = 9.4 ГГц (а) и f_2 = 34 ГГц (б)

Распределение резонансных полей СВ-мод как на частоте f_1, так и на f_2 с хорошей точностью описывалось законом H_0-H_n~$(n+1/4)^{2/3}$. В тоже время на частоте f_2 = 34 ГГц в спектре СВР наблюдалась некоторая особенность. Так вблизи φ=180°, т.е. когда интервал изменения поля однородного резонанса по толщине пленки принимал минимальное значение, происходило вырождение нулевой и первой моды в одну. Данная трансформация объясняется возрастанием с частотой ширины линии СВ-мод $\Delta H = \pi f\alpha/\gamma$, в результате чего из-за наложения этих мод становится невозможным их разрешение в спектре.

В работе приведены также расчетные и экспериментальные результаты по зависимости интенсивности линий поглощения СВ-мод от их номера на разных частотах СВЧ-поля и получено их удовлетворительное соответствие.

Список использованных источников:

1. Shneider T., Serga A.A., Leven B. et. al. Realization of spin-wave logic gates / Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 92, Iss. 2. – P. 022505.

2. Kajiwara Y., Harii K., Takahashi S. et. al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Nature. – 2010. – V. 464, N. 7286 – P. 262-266.

3. Зюзин А.М., А. Г. Бажанов Температурная зависимость константы обменного взаимодействия в пленках ферритов-гранатов / Письма в ЖЭТФ. – 1996. – Т. 63. В.7. – С. 528-532.

4. Hoekstra B., van Stapele R. P., Robertson J.M.. Spin-wave resonance spectra of inhomogeneous bubble garnet films / J. Appl. Phys. B. – 1977. – V. 48, Iss. 1. – P. 382-395.

5. Зюзин А.М, Бакулин М.А., Радайкин В.В., Янцен Н.В. Угловые зависимости спектров спин-волнового резонанса в неоднородных пленках с орторомбической анизотропией / ФТТ. – 2017. – Т. 59. В.2. – С. 260-265.

Ученые в наш век так далеко продвинули науку,
Что стукнут в дверь и тотчас же по стуку
Исчислят, сколько в доме человек…

Самюэл Батлер

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАГНЕТИКАХ

УДК 537.8

МАГНИТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАМАГНИТНОГО СПЛАВА ГЕЙСЛЕРА $Ni_{49}BiMn_{35}In_{15}$

Блинов М.И.

Аспирант кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Прудникова М.В.

Старший научный сотрудник физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Прудников В.Н.

Профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Дубенко И.С.

Ведущий научный сотрудник, Университет Южного Иллинойса, США

Грановский А.Б.

Профессор кафедры магнетизма физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *В температурном диапазоне 100-350 К в магнитных полях до 2 Тл исследованы магнитные и магнитотранспортные свойства метамагнитного сплава Гейслера $Ni_{49}BiMn_{35}In_{15}$. В слабых магнитных полях мартенситный переход из высокотемпературной ферромагнитной фазы, представляющей собой аустенит с включениями мартенсита, в слабо магнитную (антиферромагнитную или парамагнитную) мартенситную фазу происходит в диапазоне 190-100 К и сопровождается увеличением сопротивления примерно в 2 раза и пиком отрицательного магнитосопротивления. В поле 2Тл при ~160 К. магнитосопротивление достигает - 8%, а в окрестности температуры Кюри аустенитной фазы (~320 К) - 3.2%. Определены коэффициенты нормального и аномального эффекта Холла. Температурные зависимости этих коэффициентов сравниваются с данными для других тройных и четверных сплавов семейства NiMnIn и NiMnGa и обсуждаются в рамках развитых представлений о механизмах аномального эффекта Холла и природы мартенситного превращения.*

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, мартенситный переход, магнетосопротивление. аномальный эффект Холла*

MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES OF $Ni_{49}BiMn_{35}In_{15}$ METAMAGNETIC HEUSLER ALLOYS

Blinov M.I.

Post-graduate student, Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,

Prudnikova M.V.

Senior researcher, Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,

Prudnikov V.N.

Professor, Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University,

Dubenko I.S.

Senior researcher, Department of Physics, Southern Illinois University. USA

Granovsky A.B.

Professor, Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *In the temperature range 100-350 K in fields up to 2T, the magnetic and magnetotransport properties of the Heusler metamagnetic alloy Ni49BiMn35In15 are investigated. In weak fields, the martensitic transition from a high-temperature ferromagnetic phase, which is austenite with martensite inclusions, to a weakly magnetic (antiferromagnetic or paramagnetic) martensite phase occurs in the range 190-100 K, accompanied by an approximately 2-fold increase in resistivity and a peak in negative magnetoresistance. In a field of 2T at ~160 K, the magnetoresistance reaches -8 %, and in the vicinity of the Curie temperature of the austenite phase (~320 K) –3.2%. The coefficients of the normal and anomalous Hall effect have been determined. The temperature dependences of these coefficients are compared with the data for other ternary and quaternary alloys of the NiMnIn and NiMnGa families and are discussed within the framework of the developed concepts of the mechanisms of the anomalous Hall effect and the nature of the martensitic transformation.*

Keywords: *Heusler alloys, martensitic transition, magnetoresistance, anomalous Hall effect*

Сплавы семейства Ni-Mn-In с составом в окрестности $Ni_{50}Mn_{35}In_{15}$, тройные или легированные четвертым элементом, испытывают мартенситный переход (МП) из высокотемпературной ферромагнитной фазы с кубической симметрией в низкотемпературную фазу с тетрагональной или орторомбической структурой, которая является слабо магнитной (антиферромагнитной или парамагнитной). Этот переход сопровождается большим магнитокалорическим эффектом, гигантскими деформациями, гигантским аномальным эффектом Холла, значительным магнитосопротивлением (МС) и другими перспективными для применений свойствами. МП чрезвычайно чувствителен к незначительным изменениям состава, что позволяет управлять характерными температурами МП, температурным гистерезисом при МП, и соответственно указанными свойствами. Поэтому исследование сплавов Ni-Mn-In легированных различными элементами представляет значительный интерес. Природа МП обычно связывается с коллективным эффектом Яна-Теллера, однако ряд экспериментальным данных не согласуется с этой концепцией. Магнитотранспортные явления, в частности магнитосопротивление и эффект Холла, позволяют получить информацию о фазовых переходах, электронной структуре сплавов, механизмах рассеяния, однако для метамагнитных сплавов Гейслера магнитотранспортные свойства в окрестности МП изучены в единичных случаях [1-4]. В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты о магнитных свойствах, сопротивлении, МС, нормальном и аномальном эффекте Холла (НЭХ и АЭХ) сплава $Ni_{49}BiMn_{35}In_{15}$ в широком температурном интервале, включающем мартенситную и аустенитную фазу и окрестность МП.

Поликристаллические образцы состава $Ni_{49}BiMn_{35}In_{15}$ были изготовлены методом дуговой плавки в атмосфере аргона из высокочистых материалов (Ni, Mn 99.9 %; In 99.9995 %). Полученные образцы помещались в танталовую фольгу и отжигались 24 ч в вакууме (~ 10^{-4} мм.рт.ст.) при 850^{o}C. Структура образцов определялась методом порошковой рентгеновской дифракции. Соответствующие данные указывают на наличие при комнатной температуре как аустенитной, так и мартенситной фаз. Состав сплава определялся методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX). Измерения намагниченности выполнены на вибрационном магнитометре Lake Shore VSM. Магнитотранспортные свойства измерялись стандартным четырехзондовым методом в магнитных полях до 2Тл в интервале температур 100–350 K. Для исключения четных по намагниченности эффектов

при определении коэффициентов Холла измерения сопротивления Холла при каждой температуре проводились при двух противоположных направлениях магнитного поля и тока. Для определения коэффициентов НЭХ и АЭХ использовалась методика аппроксимации экспериментальной кривой для полевой зависимости холловского сопротивления суммой двух слагаемых соответствующих эффектов. При этом возможных в сплавах Гейслера вкладов топологического эффекта Холла и антиферромагнитного эффекта Холла не найдено.

Для полевых зависимостей намагниченности и температурного диапазона МП получены результаты, согласующиеся с данными работы [5] для сплавов близкого состава. В слабых магнитных полях переход из высокотемпературной ферромагнитной фазы в слабо магнитную (антиферромагнитную или парамагнитную) мартенситную фазу происходит в диапазоне 190-100 К. Намагниченность при 100 К возрастает более чем на порядок при увеличении поля до 1,6 Тл, что подтверждает метамагнитный характер сплава. Температура Кюри аустенитной фазы составляет ~320 К. Температурный гистерезис сопротивления при нагреве и охлаждении хорошо согласуется с температурным гистерезисом намагниченности в слабых полях, причем при обратном МП сопротивление уменьшается почти в 2 раза. В аустенитной фазе температурная зависимость сопротивления характерна для ферромагнитных металлов: растет с повышением температуры и наблюдается изменение наклона при температуре Кюри. МП сопровождается отрицательным МС, достигающим в поле 2Тл в серединной области МП (~160 К) величины - 8%. В окрестности температуры Кюри аустенита величина магнитосопротивления равна - 3.2%.

В аустенитной фазе полевые зависимости холловского сопротивления имеют стандартный вид, т.е. насыщаются в полях, больших поля насыщения. При этом определенные значения коэффициента НЭХ слабо зависят от температуры, а коэффициент АЭХ возрастает с повышением температуры от 160 до 300 К примерно в 2 раза, т.е. значительно сильнее чем следует из механизмов бокового смещения, асимметричного рассеяния и собственного механизма, связанного с фазой Берри. В мартенситной фазе и при МП коэффициент АЭХ также не описывается этими механизмами. Полученные результаты сравниваются с данными для других тройных и четверных сплавов семейства NiMnIn и NiMnGa и обсуждаются в рамках развитых представлений о механизмах АЭХ и природы МП с учетом изменения электронной структуры при МП, неоднородности аустенита и мартенсита, антиферромагнитных корреляций.

Список использованных источников:

1. Blinov M., Aryal A., Pandey S., et al. Effects of magnetic and structural phase transitions on the normal and anomalous Hall effects in Ni-Mn-In-B Heusler alloys // Phys. Rev. B. – 2020. – 101. – 094423.
2. Pandey S., Blinov M.I., Aryal A., et al. Drastic violation of the basic correlation between the Hall effect and resistivity in the Heusler alloy Ni45Cr5Mn37In13 // J. Magn. Magn. Mater. – 2019. – 481. – 25.
3. Blinov M.I., Chernenko V., Prudnikov V.N., et al. Anomalous Hall effect in Ni47.3Mn30.6Ga22.1/MgO(001) thin films // Phys. Rev. B. – 2020. – 102. – 064413.
4. Блинов М.И., Черненко В.А., Прудников В.Н. и др. Магнитотранспортные свойства тонких пленок Ni49.7Fe17.4Co4.2Ga28.7 // ЖЭТФ. – 2021. – 159. – 546.
5. Anil A., Dubenko I., Talapatra S., et al. Magnetic field dependence of the martensitic transition and magnetocaloric effects in Ni49BiMn35In15 // AIP Advances. – 2020. – 10. – 015138.

УДК 537.9

ВЛИЯНИЕ КОМПОЗИЦИИ НА МАГНЕТОТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ Cd_3As_2 С ДОБАВЛЕНИЕМ Mn

Зуй Ф.С.

студент магистратуры, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Мехия А.Б.

аспирант, Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

Овешников Л.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Риль А.И.

младший научный сотрудник, Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук

Захвалинский В.С.

д.ф.-м.н., профессор, Белгородский государственный национальный исследовательский университет

Аронзон Б.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук

Аннотация. *Работа посвящена изучению эволюции базовых магнетотранспортных свойств объемных кристаллов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ при вариации композиции в диапазоне x = 0-0.1. В работе анализируются данные структурной характеризации исследуемых кристаллов. Сравнение с результатами магнетотранспортных измерений позволяет предположить, что при изменении композиции системы атомы марганца частично замещают атомы кадмия, а также могут занимать и позиции в междоузлиях решётки, приводя к росту дефектности кристалла. Из сравнения с существующими литературными данными следует, что композиционная зависимость даже базовых транспортных параметров в рассматриваемых системах может существенно зависеть от метода получения образцов.*

Ключевые слова: *дираковский полуметалл, тройные растворы, магнитное допирование, магнетотранспорт*

INFLUENCE OF COMPOSITION ON MAGNETOTRANSPORT PROPERTIES OF Cd_3As_2 CRYSTALS WITH ADDITION OF Mn

Zuy F.S.

Master's student, Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)

Mekhiya A.B.

PhD student, Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University)

Oveshnikov L.N.

PhD, Senior Researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Ril' A.I.

Junior Researcher, N.S. Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy of Sciences

Zakhvalinsky V.S.

Dr.Sc., Professor, Belgorod State National Research University

Aronzon B.A.

Dr.Sc., Chief Researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to the study of the evolution of the basic magnetotransport properties of bulk crystals* $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ *with a variation of the composition in the range x = 0-0.1. In this work we analyze the data on the structural characterization of the crystals under study. Comparison with the results of magnetotransport measurements suggests that along with the change of composition of the system, the manganese atoms partially replace the cadmium atoms, and can also occupy interstitial positions, leading to an increase of the disorder in the crystal. Comparison with the existing literature data suggests that the composition dependence of the basic transport parameters in the systems under consideration can significantly depend on the method of sample synthesis.*

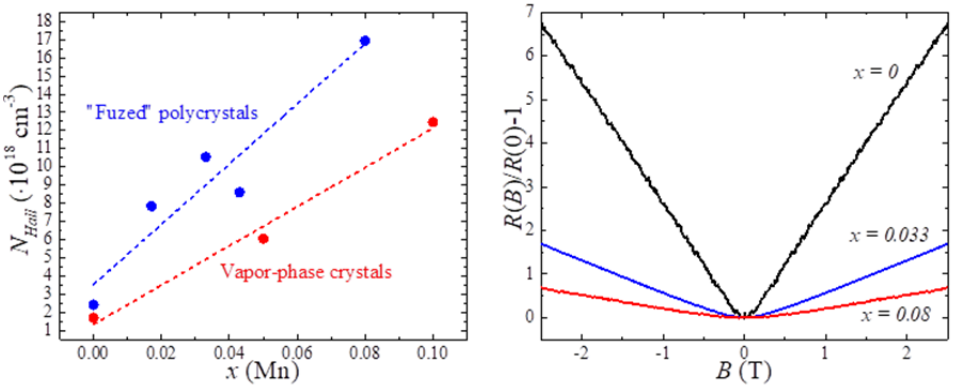
Keywords: *Dirac semimetal, ternary solutions, magnetic doping, magnetotransport*

Исследование топологических материалов составляет одну из ключевых задач современной физики конденсированных сред, в виду перспективы реализации на их основе ряда новых фундаментальных эффектов, а также существенного потенциала их практического применения. Семейство топологических материалов включает - классы двумерных и трехмерных топологических изоляторов, дираковских (ДПМ) и вейлевских (ВПМ) полуметаллов [1], а также полуметаллических систем с узловой линией. Низкоэнергетические состояния в ДПМ характеризуются трехмерным киральным безщелевым спектром с линейной дисперсией, что обуславливает ряд характерных эффектов, проявляющихся, в частности, в магнетотранспортных исследованиях (например, в виде аномальной фазы магнетоосцилляций). Среди различных ДПМ, в которых наличие топологической фазы было показано экспериментально, одним из наиболее активно исследуемых материалов является диарсенид трикадмия (Cd_3As_2), ввиду высоких значений электронных подвижностей и его стабильности на воздухе. Поскольку основные особенности ДПМ определяются высокой симметрией таких систем, в последнее время все большее внимание уделяется исследованию влияния контролируемого понижения симметрии на их свойства, в частности, при легировании магнитной примесью, которое нарушает симметрию к обращению времени. При этом, топологические материалы, содержащие магнитную компоненту, представляют отдельный интерес с точки зрения потенциальных возможностей их применения (например, в области спинтроники). В рамках существующих теоретических представлений постепенное увеличение содержания магнитной компоненты может приводить как к переходам между различными топологическими фазами, так и к переходу в тривиальное состояние. Исследование таких переходов, на данный момент, находится лишь в начальной стадии. Тем не менее, из существующих работ следует, что экспериментальное построение корректной композиционной диаграммы подобных систем осложняется комплексным характером зависимости их параметров от содержания магнитной компоненты. Поэтому кроме анализа характерных эффектов, типичных для ДПМ, требуется подробная характеризация всех

базовых свойств исследуемых материалов. Важно отметить, что теоретические работы, рассматривающие влияние магнитной примеси, в частности, марганца, зачастую дают противоречивые результаты [2,3], что актуализирует именно экспериментальные исследования таких систем.

В данной работе исследуется эволюция магнетотранспортных свойств объемных кристаллов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ в диапазоне низких температур (4.2-20К) и слабых магнитных полей (до 2.5Тл) при увеличении содержания марганца от $x = 0$ до $x = 0.1$. В работе рассматриваются поликристаллы, синтезированные прямым сплавлением элементарных компонент, и проводится сравнение с результатами для кристаллов, полученных из парогазовой фазы. Методом порошковой рентгеновской дифракции установлено, что увеличение содержания марганца приводит к уменьшению параметров решётки кристалла. Учитывая различия в ионных радиусах Cd, Mn и As, данная тенденция указывает на замещение атомов кадмия атомами марганца в решетке. Кроме того, дополнительный анализ полученных результатов показывает, что добавление марганца приводит к стабилизации неосновной фазы (α''-Cd_3As_2). Важно отметить, что, согласно результатам теоретических расчетов зонной структуры [4], в случае чистого Cd_3As_2 состояние ДПМ характерно для всех полиморфных модификаций (α, α' и α'') тетрагональной решетки данного соединения.

Исследуемые поликристаллы $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ демонстрируют отчетливый металлический характер температурной зависимости сопротивления, при этом, амплитуда относительного изменения сопротивления с температурой заметно уменьшается при увеличении содержания марганца. Ниже 20К сопротивление образцов практически не меняется. Зависимости холловского сопротивления оказываются линейными в рассмотренном диапазоне полей, что свидетельствует об отсутствии видимого вклада аномального эффекта Холла, что согласуется с результатами ранних работ, в которых предполагался антиферромагнитный характер взаимодействия изолированных атомов марганца в матрице диарсенида трикадмия [5]. Полученные значения холловских параметров для исследованных образцов указывают на то, что увеличение доли марганца приводит к росту концентрации делокализованных носителей в кристалле (рис. 1а). При этом характерные значения концентрации носителей заряда в поликристаллах $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ оказываются заметно выше, чем в кристаллах полученных из парогазовой фазы. Учитывая, что атомы марганца изовалентны атомам кадмия, полученные данные указывают на то, что увеличение доли марганца приводит к росту дефектности кристаллов, а также на то, что атомы марганца могут занимать позиции в междоузлиях. При этом, дефектность кристаллов, полученных из парогазовой фазы, предполагается меньшей, по сравнению с поликристаллами, полученными из расплава, что может быть частично связано с большим количеством границ зёрен в последних.



а) б)

Рис. 1. Композиционная зависимость холловской концентрации носителей заряда при температуре 20К для поликристаллов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$, синтезированных прямым сплавлением элементов, и кристаллов, полученных из парогазовой фазы (а); магнетосопротивление исследуемых поликристаллов, измеренное при температурах 14-20К (б);

Магнетосопротивление (МС) исследуемых поликристаллов также оказывает температурно-независимым ниже 20 К. При этом форма полученных кривых имеет сверхлинейных характер вблизи нулевого поля, с последующим переходом на выраженный линейный участок в диапазоне больших полей (рис. 1б). Поликристалл чистого Cd_3As_2 характеризуется большой амплитудой МС, так, линейный участок имеет наклон выше 250%/Тл. Увеличение содержания марганца приводит к существенному падению амплитуды МС поликристаллов, при качественном сохранении его формы. Уменьшение амплитуды МС может частично объясняться сопутствующим падением электронных подвижностей в исследуемых кристаллах. Однако, кристаллы, полученные из парогазовой фазы, демонстрирующие аналогичную композиционную зависимость подвижности характеризуются заметно меньшей амплитудой МС, хотя абсолютные значения подвижности в них выше.

Стоит также отметить, что в недавней работе по исследованию магнетотранспорта в образцах $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$, полученных спеканием бинарных прекурсоров [6], показаны противоположные композиционные зависимости транспортных параметров, что может быть связано с особенностью получения данных образцов. Таким образом, полученные в данной работе результаты свидетельствуют о заметном увеличении дефектности кристаллов $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ при увеличении доли марганца, приводящей к росту электронной плотности. В рамках существующих теоретических представлений такая тенденция может помешать детектированию изменений спектра носителей при магнитном допировании. С другой стороны, наличие линейного участка магнетосопротивления может рассматриваться как косвенное указание на сохранение фазы ДПМ, однако, из сравнения результатов для двух серий кристаллов следует, что амплитуда магнетосопротивления может определяться не только интегральным значением электронной подвижности, но и более локальными характеристиками материала, например, особенностями дефектной структуры кристалла.

Список использованных источников:

1. Armitage N.P., Mele E.J., Vishwanath A.Weyl and Dirac semimetals in three-dimensional solids // Reviews of Modern Physics. – 2018. – Vol. 90. – P. 015001.
2. Jin H., Dai Y., Ma Y.-D., Li X.-R., Wei W., Yu L., Huang B.B. The electronic and magnetic properties of transition-metal element doped three-dimensional topological Dirac semimetal in Cd_3As_2 // Journal of Materials Chemistry C. – 2015. – Vol. 3 – P. 3547-3551.
3. Rancati A., Pournaghavi N., Islam M.F., Debernardi A., Canali C.M. Impurity-induced topological phase transitions in Cd_3As_2 and Na_3Bi Dirac semimetals // Physical Review B. – 2020. – Vol. 102. – P. 195110.
4. Ali M.N., Gibson Q., Jeon S., Zhou B.B., Yazdani A., Cava R.J. The crystal and electronic structures of Cd_3As_2, the three-dimensional electronic analogue of graphene // Inorganic Chemistry. – 2014**.** – Vol. 53. – P. 4062-4067.
5. De Jonge W.J.M., Otto M., Denissen C.J.M., Blom F.A.P., Van der Steen C., Kopinga K. Spin-glass behavior of $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$ // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1983. – Vol. 31-34. – P. 1373-1374.
6. Guo J., Zhao X., Sun N., Xiao X., Liu W., Zhang Z. Tunable quantum Shubnikov-de Hass oscillations in antiferromagnetic topological semimetal Mn-doped Cd_3As_2 // Journal of Materials Science & Technology. – 2021 – Vol. 76. – P. 247-253.

УДК 537.9

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ЭЛЕКТРО- И МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ СПЛАВОВ ГЕЙСЛЕРА Co_2MeSi (*Me* = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni)

Коренистов П.С.

аспирант, ИФМ УрО РАН

Семянникова А.А.

м.н.с., ИФМ УрО РАН

Перевозчикова Ю.А.

н.с., ИФМ УрО РАН

Марченков В.В.

д.ф.-м.н., г.н.с.,

зав. лабораторией низких температур, ИФМ УрО РАН

Аннотация. *Исследовано электро- и магнитосопротивление системы сплавов Гейслера Co_2MeSi (Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni). Температурные зависимости электросопротивления были измерены в широком интервале температур от 4.2 K до комнатной температуры. Магнитосопротивление измерялось при T = 4.2 K в магнитных полях до 100 кЭ. Особенности, наблюдаемые в электро- и магнитосопротивлении данных сплавов, могут свидетельствовать о реализации двухмагнонных процессов рассеяния носителей заряда. В зависимости от числа валентных электронов наблюдается хорошая корреляция коэффициентов при линейных по температуре и магнитному полю вкладах в электросопротивление и магнитосопротивление. Полученные результаты могут быть использованы при разработке новых магнитных материалов для спинтроники.*

Ключевые слова: *сплавы Гейслера, электросопротивление, магнитосопротивление*

PECULIARITIES OF THE ELECTRIC AND MAGNETIC RESISTIVITY BEHAVIOR OF THE Co_2MeSi (*Me* = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) HEUSLER ALLOY SYSTEM

Korenistov P.S.

Ph.D. student, IMP UB RAS

Semiannikova A.A.

junior researcher, IMP UB RAS

Perevozchikova Yu.A.

researcher, IMP UB RAS

Marchenkov V.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, chief researcher,

Head of the Low temperatures laboratory, IMP UB RAS

Abstract. *The electrical and magnetoresistivity of the Co_2MeSi (Me = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni) Heusler alloy system has been investigated. The temperature dependences of the electrical resistivity were measured in a wide temperature range from 4.2 K to room temperature. The magnetoresistivity was measured at T = 4.2 K in magnetic fields up to 100 kOe. The features observed in the electrical and magnetoresistivity of these alloys may indicate the realization of two-magnon scattering of charge carriers. Depending on the number of valence electrons, there is a good correlation between the coefficients for contributions linear in temperature and magnetic field to the electrical resistivity and magnetoresistivity. The results obtained can be used in the development of new magnetic materials for spintronics.*

Keywords: *Heusler alloys, electrical resistivity, magnetoresistivity*

Среди многочисленных сплавов Гейслера особое место занимают полуметаллические ферромагнетики (ПМФ). В ПМФ-состоянии в электронном энергетическом спектре вблизи уровня Ферми E_F наблюдается интересная особенность: для одного направления спина, ориентированного против направления намагниченности, т.е. спина «вниз», на E_F присутствует широкая энергетическая щель (~ 1 эВ), а для спина «вверх» запрещенной зоны на E_F нет. Таким образом, можно получить практически 100% спиновую поляризацию носителей заряда. Следовательно, данные соединения могут найти применение в спинтронике. Многообещающими ПМФ-материалами являются полные сплавы Гейслера на основе кобальта, так как они демонстрируют высокие значения температуры Кюри T_C, магнитного момента и спиновой поляризации носителей заряда, например, Co_2FeSi и Co_2MnSi (см. работу [1] и ссылки в ней).

Поликристаллические сплавы были приготовлены в индукционной печи в атмосфере очищенного аргона. Затем полученные слитки Co_2VSi, Co_2CrSi, Co_2FeSi и Co_2CoSi были отожжены при 1100°C в течение 3 суток и закалены. Сплавы Co_2TiSi, Co_2MnSi и Co_2NiSi отжигались при 800°C в течение 9 суток с последующим охлаждением до комнатной температуры [1]. С помощью сканирующего электронного микроскопа Quanta 200 был определен химический состав сплавов системы Co_2MeSi, где *Me* = Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni.

Изучены электро- и магнитотранспортные свойства системы сплавов Гейслера Co_2MeSi. Электросопротивление измеряли от 4,2 до 300 К, магнитосопротивление измеряли при T = 4,2 К в магнитных полях до 100 кЭ,

Обнаружено, что электросопротивление для сплавов Co_2MeSi (*Me* = V, Cr), имеет тенденцию к насыщению при увеличении температуры, тогда как зависимость для сплавов Co_2MeSi (*Me* = Ti, Fe) – параболическая; при *Me* = Ni, Co и Mn – зависимость $\rho(T)$ линейна при температурах свыше 100 К. Значения остаточного сопротивления исследованных сплавов существенно различаются от низких значений для сплавов Co_2MnSi, Co_2FeSi и Co_3Si (от 16 до 69 мкОм·см) до высоких величин ρ_0, для сплавов Co_2VSi и Co_2CrSi (294 и 318 мкОм·см).

Установлено, что сплавы системы Co_2MeSi, где *Me* = Ti, Co и Ni, обладают отрицательным магнитосопротивлением, тогда как сплавы с *Me* = Fe, V и Cr – положительным магнитосопротивлением. Сплав Co_2MnSi обладает положительным магнитосопротивлением в малых полях со сменой знака на отрицательный в полях свыше 50 кЭ. При этом для всех соединений наблюдается линейное по магнитному полю магнитосопротивление – либо во всем интервале полей (свыше 15 кЭ), либо на отдельных высокополевых участках (например, для сплавов с Mn и Co). Известно [2], что одним из проявлений ПМФ-состояния может быть появление отрицательного по величине и линейного по магнитному полю магнитосопротивления. Т.е. вклад в магнитосопротивление от носителей заряда со спином «вниз» может быть отрицательным и линейным по

магнитному полю. При этом вклад в магнитосопротивление от другого типа носителей со спином «вверх» может быть, как квадратичным, так и линейным, положительным и/или отрицательным, в зависимости от конкретных топологических особенностей поверхности Ферми и магнитного состояния конкретного соединения, а также области (эффективно сильные или эффективно слабые) магнитных полей [3].

Высказано предположение, что наблюдаемые в эксперименте линейные и отрицательные по магнитному полю зависимости магнитосопротивления являются проявлением механизма двухмагнонных процессов рассеяния носителей заряда [2]. Кроме того, между величинами остаточного электросопротивления ρ_0, констант A, B, определяющих вклад в электросопротивление при низких температурах, и k, определяющей вклад в магнитосопротивление в полях от 50 до 100 кЭ, в зависимости от числа z валентных электронов в ряду от Ti до Ni наблюдается четкая корреляция. Обнаруженные особенности могут свидетельствовать о проявлении в сплавах системы Co_2MeSi, состояний, близких к ПМФ.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Спин» № АААА-А18-118020290104-2), при частичной поддержке гранта РФФИ № 20-32-90065 и Правительством Российской Федерации (постановление № 211, контракт № 02.A03.21.0006).

Список использованных источников:

1. Перевозчикова Ю.А. Семянникова А.А., Доможирова А.Н., Терентьев П.Б., Марченкова Е.Б., Патраков Е.И., Eisterer M., Коренистов П.С., Марченков В.В. Экспериментальное наблюдение аномалий электрических, магнитных и гальваномагнитных свойств сплавов Гейслера на основе кобальта при изменении содержания переходных элементов // Физика низких температур. – 2019. – т. 45, № 7. – С. 921-927.

2. Irkhin V.Yu., Katsnelson M.I. Temperature dependences of resistivity and magnetoresistivity for half-metallic ferromagnets // Eur. Phys. J. B. – 2002. – Vol. 30. – P. 481-488.

3. Лифшиц И.М., Азбель М.Я., Каганов М.И. Электронная теория металлов: монография. – М.: Наука, 1971. – 416 с.

УДК 537.311.1

ОСОБЕННОСТИ ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ

Степанов Г.В.

начальник лаборатории магнитных пигментов и композитов АО «ГНИИХТЭОС» Москва

Лобанов Д.А.

к.т.н. ведущий научный сотрудник АО «ГНИИХТЭОС» Москва

Борин Д.Ю.

к.т.н. научный сотрудник, Институт Мехатронного Машиностроения, Технический Университет Дрездена, Германия.

Семеренко Д.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ФГБОУ ВО «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана», Россия, Москва

Стороженко П.А.

д.х.н., профессор, АО «ГНИИХТЭОС» Москва

Аннотация. *Работа посвящена исследованию электропроводности магнитоактивных эластомеров в присутствии магнитного поля. Исследование вольтамперной характеристики таких материалов в постоянном токе показало, что при определённых составах МАЭ ВАХ характеристика имеет нелинейную, экспоненциальную зависимость. Величиной этой зависимости можно управлять с помощью магнитного поля. Под действием магнитного поля такой магнитный эластомер может проходить все этапы состояния от изолятора до проводника. Под действием магнитного поля электропроводность композита изменилась на 6 порядков.*

Ключевые слова: *магнитоактивный эластомер, электропроводность, магниторезистивный эффект, вольтамперная характеристика*

FEATURES OF THE CURRENT–VOLTAGE CHARACTERISTIC OF MAGNETOACTIVE ELASTOMERS

Stepanov G.V.

head of the laboratory of magnetic pigments and composites of SSC RF JSC "GNIIChTEOS" Russian Technological Institute

Lobanov D.A.

Ph.D. SSC RF JSC "GNIIChTEOS" - Russian Technological Institute

Borin D.Yu.

Ph.D. Institute of Mechatronic Engineering, Technische Universitat Dresden, 01062 Dresden, Germany.

Semerenko D.A.

Ph.D., senior research fellow, Bauman Moscow State Technical University, Russia, Moscow

Storozhenko P.A.

Dr.Chc., professor, SSC RF JSC "GNIIChTEOS" - Russian Technological Institute

Annotation. *The work is dedicated to the study of the electrical conductivity of magnetoactive elastomers in the presence of magnetic fields. Investigation of the current-voltage characteristics of such materials in direct current has demonstrated that MAE possessing certain chemical compositions exhibit nonlinear electrical characteristics, namely exponential I-V relationships. The magnitude of this dependence can be controlled using external magnetic fields, under the influence of which, such an elastomer suffers changes of state from insulator to conductor. During this process, the conductivity of the composite increases by 6 orders of magnitude.*

Keywords: *magnetically active elastomer, electrical conductivity, magnetoresistive effect, current-voltage characteristic*

Популярным научным направлением в последние годы стало исследование магнитных эластомеров, свойства которых изменяются под действием магнитного поля. Такие материалы относятся к классу так называемых «умных» материалов («smart materials»). Изначально они были названы магнитореологическим эластомерам, поскольку их вязкоупругие свойства изменяются под действием магнитного поля. Однако, в дальнейших исследованиях выяснилось, что данный тип материалов обладает широким спектром свойств, таких как магнитодеформационный и магнитострикционный эффект, магниторезистивный, магнитопьезорезистивный и магнитооптический эффект, эффект памяти формы [1] и др. Поэтому в научной литературе используются более общие названия, такие как магнитоактивные эластомеры (МАЭ), магнитные гели, и др. Данные материалы представляют собой композит из магнитных частиц, как правило магнитомягких, в эластичной полимерной матрице.

Имеется ряд работ в которых исследовалась электропроводность материала в переменном токе в зависимости от приложенного магнитного поля. Обычно исследования проводят на LCR-измерителе или измерителе иммитанса, который используют для измерения индуктивности, сопротивления и ёмкости компонента. Из этих значений можно рассчитать полное сопротивление на любой частоте. Такие исследования были проведены много раз и показали значительное изменение сопротивления и диэлектрической проницаемости материала в магнитном поле [2, 3, 4]. Данный метод измерения магниторезистивного эффекта оказался приемлемым для данного материала, поскольку сопротивление в большинстве композиций превышает 1 Гом. В переменном токе сопротивление на несколько порядков меньше и материал работает в целом как конденсатор, состоящий из набора множества конденсаторов, соединённых последовательно и параллельно. Проведённые измерения электропроводности в постоянном токе в зависимости от напряжения, магнитного поля и гидростатического давления показали, что материал обладает множеством интересных свойств.

Для исследований был взят МАЭ который представлял собой композит, состоящий из силиконовой полимерной матрицы с внедрёнными частицами железоникелевого сплава с размером 10 мкм и концентрацией 75% масс. Исследование магниторезистивного эффекта проводили на образце диаметром 2 см и толщиной 1.5 мм расположенного между электрическими контактами. Измеряли вольтамперную характеристику (ВАХ) при разных магнитных полях приложенных к материалу. Получены нелинейные зависимости тока от напряжения, которые также зависят от величины магнитного поля которое прикладывалось к образцу как показано на рис.1.

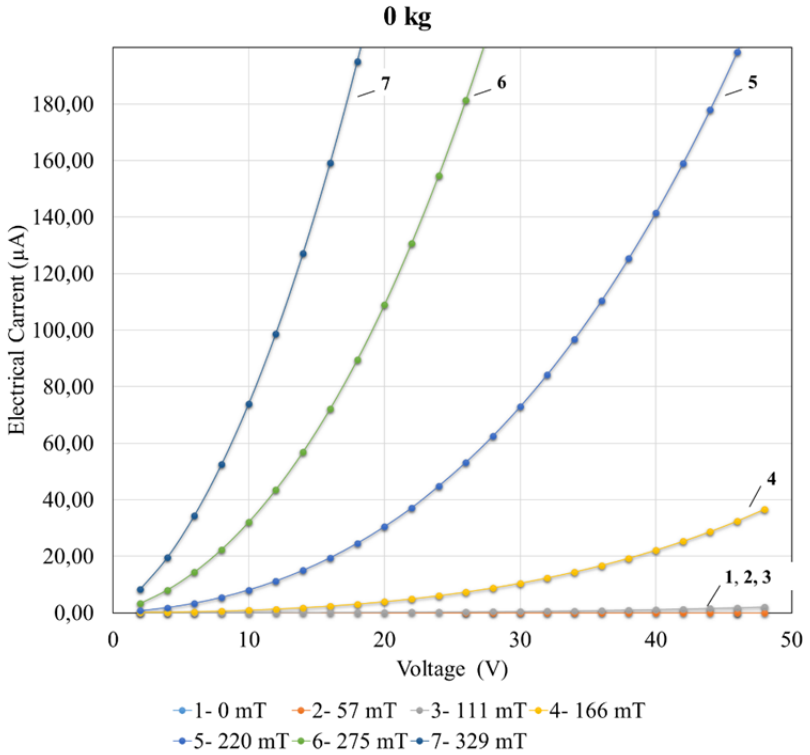


Рис. 1. Зависимость электрического тока, протекающего через МАЭ от приложенного напряжения при разных магнитных полях.

Как видно из рис. 1 ВАХ имеет нелинейный характер и также величина тока зависит от магнитного поля. С увеличением магнитного поля проводимость образца возрастает, но общий нелинейный характер сохраняется. Более подробно ВАХ при всех магнитных полях представлена на рис. 2.

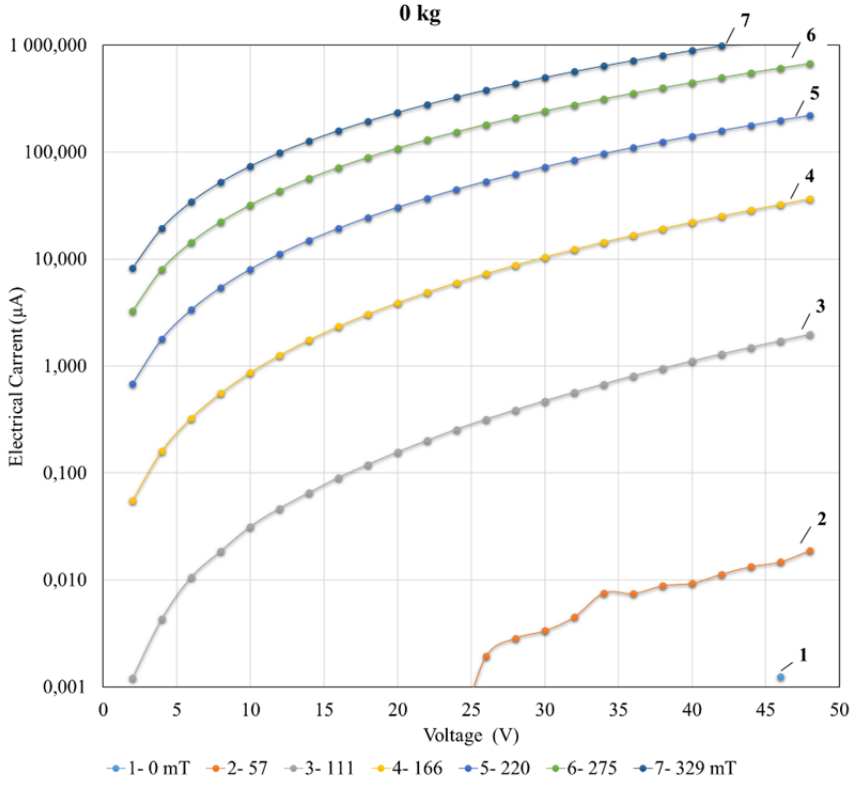


Рис. 2 Зависимость ВАХ образца при различных магнитных полях.

Как видно из рис 2, исходный образец имеет очень маленькую проводимость, при напряжении 46 В ток соответствует 1 нА, что является пределом чувствительности прибора. Удельное сопротивление материала порядка 1 ТОм·см. Однако с увеличением приложенного магнитного поля сопротивление начинает уменьшаться и ток в цепи возрастает от 1 нА до 1 мА в поле 329 мТл, т.е. на 6 порядков величины. Механизм этого явления заключается очевидно в процессах структурирования магнитного электропроводящего наполнителя внутри эластичной полимерной матрицы под действием магнитного поля. Данный механизм был впервые предложен в статье [4] при объяснении магнитореологического и магнитострикционного эффектов наблюдаемых в этом материале. Следует отметить, что общий характер ВАХ при разных магнитных полях не изменяется. В целом вид ВАХ описывается степенной функцией, но в области повышенных напряжений (более 20 В) описывается экспоненциальной зависимостью. Рассматривая возможные механизмы протекания тока через образец, можно заключить, что проводимость осуществляется по механизму туннелирования эмитированных электронов от каждой частицы магнитного наполнителя через полимерную матрицу. Более плавный рост проводимости чем экспоненциальный можно объяснить наличием двух типов проводимости – линейного по закону Ома и экспоненциального по закону туннелирования и их сложением в конечном итоге. Диэлектрической средой в композите является силиконовая матрица технического назначения, которая обладает собственной электропроводностью. Таким образом, общая проводимость в материале определяется как законом Ома, так и эффектом туннелирования электрона.

Работа поддержана РФФИ №19-53-12039 и DFG No. Bo 3343/3-1

Список использованных источников:

1. Степанов Г.В., Крамаренко Е.Ю. Двенадцать свойств магнитоактивного эластомера. В сборнике: 17-я Международная плесская научная конференция по нанодисперсным магнитным жидкостям. Сборник научных трудов. 2016. С. 187-197.
2. Stepanov G. V., Semerenko D.A., Bakhtiiarov A.V., Storozhenko P.A. Magnetoresistive Effect in Magnetoactive Elastomers // J. Supercond. Now Magn, 2013, Vol 26, P. 1055–1059. https://doi.org/10.1007/s10948-012-1853-1
3. Bica I. Quadrupolar magnetoresistor based on electroconductive magnetorheological elastomer // Journal of Industrial and Engineering Chemistry. 2009, V.15, P.769–772. doi:10.1016/j.jiec.2009.09.029
4. Semisalova A. S., Perov N. S., Stepanov G. V., Kramarenko E. Yu., Khokhlov A. R. Strong magnetodielectric effects in magnetorheological elastomers // Soft Matter. - 2013, Vol. 9, pp. 11318–11324. https://doi.org/10.1039/C3SM52523F
5. Stepanov G V, Borin D.Yu., Raikher Yu L, Melenev P.V., Perov N. S. Motion of ferroparticles inside the polymeric matrix in magnetoactive elastomers // J. Phys.: Condens. Matter – 2008. – V.20. - 204121.(6pp)

УДК 537.633.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ МАГНИТОИМПЕДАНС В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ $Fe/Al_2O_3/p\text{-}Si$

Рауцкий М.В.

младший научный сотрудник лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники,

ИФ СО РАН

Тарасов А.С.

к.ф.м.-н., зав. лабораторией радиоспектроскопии и спиновой электроники, ИФ СО РАН

Волков Н.В.

д.ф.м.-н., главный научный сотрудник лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники, ИФ СО РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитотранспорта оптически индуцированных носителей заряда в гибридной структуре $Fe/Al_2O_3/p\text{-}Si$ методом импедансной спектроскопии. Наибольшее влияние оптического излучения на магнитоимпеданс наблюдается ниже температуры вымерзания донорных состояний. Величина реальной части магнитоимпеданса не монотонно зависит от частоты и при температуре 10К превышает 800% на частоте 500 Гц. Кроме того, на магнитоимпеданс оказывает влияние не только частота переменного напряжения, но и мощность оптического излучения, а также постоянное смещение, прикладываемое к гибридной структуре.*

Ключевые слова: *магнитоимпеданс, гибридные структуры, оптически индуцированные носители заряда.*

STUDY OF THE INFLUENCE OF OPTICAL RADIATION ON LOW-TEMPERATURE MAGNETOIMPEDANCE OF $Fe/Al_2O_3/p\text{-}Si$ HYBRID STRUCTURE

Bondarev I.A.

Junior researcher, Laboratory of radio spectroscopy and spin electronics,
Institute of Physics SB RAS

Tarasov A.S.

Ph.D., head of Laboratory of radio spectroscopy and spin electronics, Institute of Physics SB RAS

Volkov N.V.

Dr.Sc., professor, chief researcher, Laboratory of radio spectroscopy and spin electronics,
Institute of Physics SB RAS

Annotation. *This work is devoted to the study of magnetotransport of optically induced charge carriers in the $Fe/Al_2O_3/p\text{-}Si$ hybrid structure by impedance spectroscopy. The greatest influence of*

optical radiation on the magnetoimpedance is observed below freeze-out temperature of donor states. The value of the real part of the magnetoimpedance is not monotonically dependent on the frequency and at a temperature of 10 K exceeds 800% at a frequency of 500 Hz. In addition, the magnetoimpedance is influenced not only by the frequency of the ac voltage, but also by the power of the optical radiation, as well as by the dc bias applied to the hybrid structure.

Keywords: *magnetoimpedance, hybrid structures, optically induced charge carriers.*

Ранее нами было обнаружено [1], что магнитное поле оказывает заметное влияние на вид температурной зависимости реальной и мнимой части импеданса гибридной структуры. В данной работе мы представляем результат влияния оптического излучение на магнитоимпеданс в структуре $Fe/Al_2O_3/p\text{-}Si$. На Рис. 1 представлены температурные зависимости реальной части магнитоимпеданса для нескольких частот.

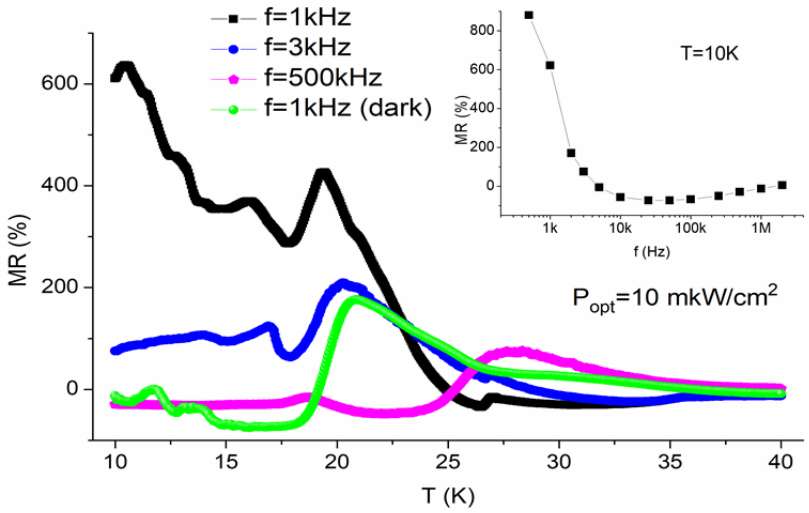


Рис. 1. Температурная зависимость реальной части магнитоимпеданса в гибридной структуре $Fe/Al_2O_3/p\text{-}Si$ освещенной лазером с длинной волны 668 нм, (на вставке) представлена частотная зависимость реальной части магнитоимпеданса при температуре 10К.

Максимум MR, наблюдаемый при температуре порядка 20К на частоте 1кГц, обусловлен изменением уровня вымерзших поверхностных состояний во внешнем магнитном поле. При этом этот максимум существенно возрастает, при освещении образца оптическим излучением малой мощности. Анализ энергии поверхностных состояний показывает, что их энергия не изменятся, а такое поведение может быт обусловлено тем, что оптическое излучение активирует вымерзшие поверхностные состояния, что приводит к увеличению концентрации центров участвующих в перезарядке и как следствие, к увеличению MR.

Неожиданным результатом является то, что при температурах ниже 15К, где без оптического излучения ни на каких из частот не наблюдалось значительных величин MR, при оптическом возбуждении, на низких частотах наблюдается резкий рост MR, в плоть до значения более 800% на частоте 500 Гц. Одним из возможных механизмов такого поведения, может быть, эффект слабой локализации оптически индуцированных носителей заряда.

Список использованных источников:

1. Volkov N. V., Tarasov A. S., Eremin E. V., Eremin A. V., Varnakov S. N. and Ovchinnikov S. G. Frequency-dependent magnetotransport phenomena in a hybrid $Fe/SiO_2/p\text{-}Si$ structure // Journal Of Applied Physics. – 2012. – V. 112. p. 123906.

УДК 621.315.592.3

КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В СУЛЬФИДАХ МАРГАНЦА ЗАМЕЩЕННЫХ ТУЛИЕМ И ИТТЕРБИЕМ

Романова О.Б.

к. ф. - м. н., н.с., Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аплеснин С.С.

д.ф.-м.н., профессор, вед. н.с., Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Удод Л.В.

к. ф. - м. н., н.с., Института физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Данная работа посвящена изучению кинетических эффектов в сульфидах марганца допированных элементами с переменной валентностью (Yb и Tm с X≤0.05) измеренных в диапазоне температур (77-400 K) и магнитных полей до 12 кЭ. Из ВАХ определены механизмы проводимости, для системы $Yb_{0.05}Mn_{0.99}S$ преобладает Пула–Френкеля, а для $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ описывается законом Ома. Обнаружен эффект магнитосопротивления в этих системах. Наблюдаются аномалии на температурной зависимости термоЭДС.*

Ключевые слова: *полупроводники; вольтамперные характеристики; магнитосопротивление; термоэдс*

KINETIC EFFECTS IN MANGANESE SULFIDES SUBSTITUTED BY THULIUM AND YTTERBIUM

Romanova O.B.

PhD, researcher
Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS

Aplesnin S.S.

Professor, leading researcher
Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS

Udod L.V.

PhD, researcher
Kirensky Institute of Physics, FRC SB RAS

Annotation. *This work is to the study of kinetic effects in manganese sulfides doped with elements with variable valence (Yb and Tm with X≤0.05) measured in the temperature range (77-400 K) and magnetic fields up to 12 kOe. The conduction mechanisms are determined by I – V characteristics: for the $Yb_{0.05}Mn_{0.99}S$ is Poole – Frenkel, and for $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ it is described by Ohm's law. The effect of magnetoresistance is found in these systems. Anomalies are observed in the temperature dependence of the thermoEMF.*

Keywords: *semiconductors; current-voltage characteristics; magnetoresistance; thermoelectric power*

Халькогениды, содержащие редкоземельные элементы с переменной валентностью такие как (Sm, Yb, Ce и т.д.), обладают рядом интересных структурных и фазовых переходов и кинетических эффектов, связанных с изменением электронной структуры под действием

внешних факторов [1]. Такие материалы являются перспективными с точки зрения технических приложений, а именно для разработки и создания элементной базы оперативной памяти быстродействующих электрических систем. Подобная корреляция изменений электронной и кристаллической структур наблюдалась в перовскитах висмута [2].

Исследуемые соединения $Me_XMn_{1-X}S$ (Me=Yb и Tm) синтезированы на основе антиферромагнитного моносульфида марганца с T_N =150 K. MnS является полупроводником акцепторного типа и имеет энергетическую щель в спектре одночастичных электронных возбуждений (2.7- 2.8 эВ) [3]. Исследования электрических свойств этого соединения позволили обнаружить анизотропию электросопротивления, которое в плоскости (111) больше на два порядка, чем в плоскости (100). Отрицательное магнитосопротивление -12% наблюдалось в моносульфиде марганца при температуре 230К в магнитном поле 10 кЭ.

Замещение двухвалентного иона марганца ионами $Yb^{+2+\delta}$ и $Tm^{+2+\delta}$, где δ характеризует величину переменной валентности иона, приведет к электронному допированию с образованием электронного фазового расслоения, подобного наблюдаемому в манганитах [4]. Фазовое электронное расслоение реализуется в области ионов иттербия и тулия. Эта модель подтверждается гальваномагнитными измерениями, представленными в данной работе.

Цель которой заключается в изучении механизма кинетических эффектов в катион-замещенных антиферромагнитных полупроводниках системы $Me_XMn_{1-X}S$ допированных элементами с переменной валентностью (Me=Yb и Tm).

Твердые растворы $Me_XMn_{1-X}S$ (Me=Yb и Tm) с концентрацией замещения $X \leq 0.05$ были синтезированы кристаллизацией из расплава порошковых сульфидов в стеклоуглеродных тиглях и кварцевом реакторе в атмосфере аргона протягиванием реактора через одновитковый индуктор ВЧ установки. Более подробно синтез этих соединений представлен в работе [5].

Согласно результатам рентгеноструктурного анализа синтезированные образцы с малой концентрацией замещения $Yb_{0.05}Mn_{0.99}S$ и $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ являются однофазными поликристаллическими соединениями, которые имеют гранецентрированную кубическую структуру (ГЦК) типа NaCl, характерную для исходного моносульфида марганца [3].

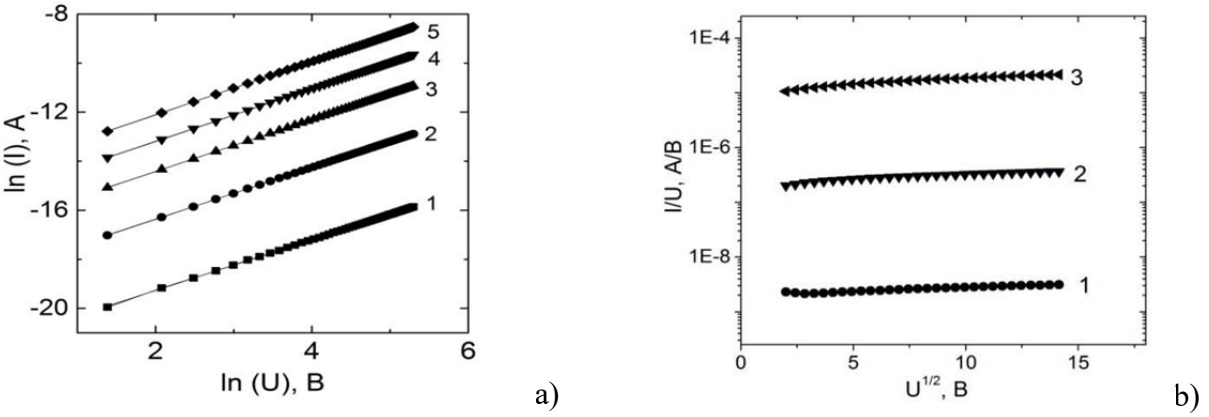


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики для $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ (a) при T=120K (1), 160K(2), 200K(3), 240K(4), 280K(5) и для $Yb_{0.05}Mn_{0.99}S$ (b) измеренные при T= 120K(1), 200K(2), 320K(3) .

Исследования магнитных свойств систем $Yb_{0.05}Mn_{0.99}S$ и $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ представленных в работе [6] показали, что синтезированные соединения являются антиферромагнетиками с T_N = 150 K и 172 K соответственно. Изменение магнитных свойств твердых растворов наиболее отчетливо наблюдается в области магнитного фазового перехода, где обнаружено необратимое поведение намагниченности при измерении образца в нулевом магнитном поле (ZFC) и в магнитном поле (FC), что свидетельствует о магнитной неоднородности антиферромагнетика. Такое поведение магнитных свойств можно объяснить образованием суперпарамагнитных кластеров с сильным ферромагнитным взаимодействием между ионами марганца, являющимися ближайшими соседями иона иттербия и тулия.

Механизм проводимости был установлен из вольтамперных характеристик (ВАХ), измеренных в интервале температур 80-400 К. Зависимость тока от напряжения в полупроводниках может описываться законом Ома, степенной функцией и экспоненциальной. Установлено, что механизм проводимости систем $Me_XMn_{1-X}S$ (Me=Yb и Tm) зависит от концентрации и типа замещающего элемента. Для системы замещенной тулием зависимость силы тока от напряжения имеет линейный характер, и проводимость описывается законом Ома в широком температурном интервале (рис.1a). Для больших концентраций X>0.05 в этой системе ВАХ являются нелинейными [7].

Изменение типа замещающего элемента на иттербий приводит к изменению проводимости, ВАХ в логарифмических координатах хорошо описываются законом Пула-Френкеля (рис.1b). Согласно которому сильное электрическое поле, приложенное к образцу, изменяет вид потенциальных барьеров носителей заряда между атомами кристаллической решетки. Это приводит к увеличению количества электронов в образце за счет преодоления потенциального барьера. Ток в этом случае экспоненциально зависит от напряжения [8]:

$$I = e\mu n_0 \frac{U}{L} \exp \frac{\beta U^{1/2}}{kTL^{1/2}}$$

где, e - заряд электрона, μ - подвижность носителей заряда, n_0 - концентрация электронов в зоне проводимости в отсутствие поля, U - приложенное напряжение, k - постоянная Больцмана, β - коэффициент Пула-Френкеля зависящий от ε - диэлектрической проницаемости полупроводника.

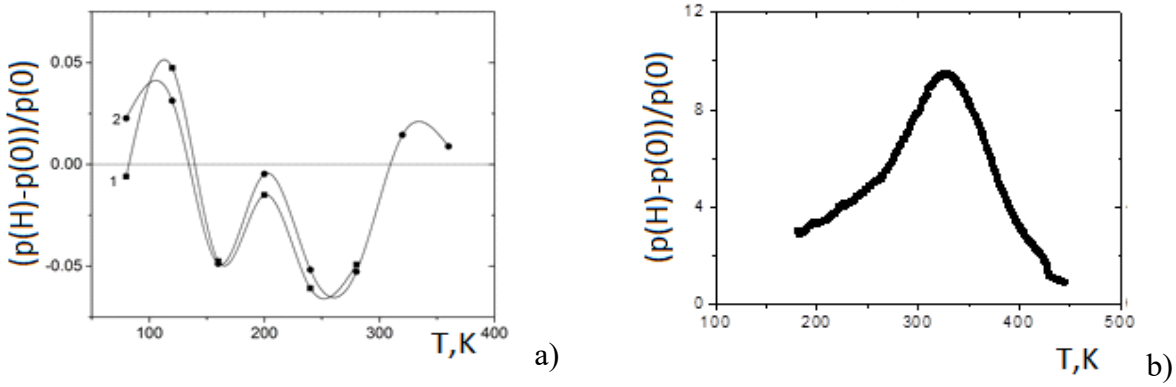


Рис.2 Температурные зависимости магнитосопротивления твердых растворов $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ (a) измеренные при U= 20 В (1), 100 В(2) и $Yb_{0.05}Mn_{0.99}S$ (b) при H=12 кЭ

Существование локальных областей с электрической поляризацией может вызвать рассеяние носителей тока за счет спин-орбитального взаимодействия и спиновую поляризацию, в парамагнитной области, как в случае с системой допированной тулием, в результате подвижность носителей тока будет зависеть от внешнего электрического и магнитного полей. Относительное изменение сопротивление (ΔR) в магнитном поле вычислено по формуле $\Delta R = \frac{R(H)-R(0)}{R(0)}$, где R(H) – удельное электросопротивление в магнитном поле, а R(0)- без поля. Для системы $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ преобладает отрицательное магнитосопротивление смена знака магнитосопротивления обнаружена в магнитоупорядоченной области. Положительное магнитосопротивление наблюдается в узком температурном интервале 100<T<140 К, где установлены структурные искажения в исходном моносульфиде марганца, а выше этой температуры наблюдаются отрицательные значения магнитосопротивления с двумя минимумами при T=160 К и 240 К, при которых ΔR принимает значения -0.04 и -0.07 (рис.2a). Отрицательное магнитосопротивление удовлетворительно объясняется в модели рассеяния носителей тока на электрически поляризованных областях.

Изменение типа замещающего элемента на иттербий даже при небольшой концентрации замещения X=0.05 приводит к изменению величины и знака

магнитосопротивления. Для системы $Yb_{0.05}Mn_{0.95}S$ в интервале температур 150-450 К обнаружено положительное магнитосопротивление (рис.2b). С ростом температуры наблюдается увеличение сопротивления в магнитном поле 12 кЭ с максимумом при T = 329 K**.** Следует отметить, что величина энергии активации не меняется в диапазоне температур 150–300 К. Гигантский положительный магниторезистивный эффект для твердого раствора $Yb_{0.05}Mn_{0.95}S$ объясняется в модели орбитального упорядочения электронов.

Для того чтобы установить тип носителей заряда синтезируемых соединений были проведены исследования коэффициента термоЭДС (α). Для $Tm_{0.01}Mn_{0.99}S$ коэффициент термоЭДС является положительным во всем диапазоне измеряемых температур, что свидетельствует о преобладании р-типа носителей заряда. На температурных зависимостях α(T) обнаружен ряд небольших максимумов при (160 К, 144 К, 125 К, 105 К). Температуры этих максимумов коррелируют с температурами структурных переходов обнаруженных для моносульфида марганца и представленных в работе [9]. С ростом температуры в парамагнитной области α плавно уменьшается и при температуре выше 250 К стремится к нулю. Значительный рост α в магнитоупорядоченной области можно объяснить тем, что перенос энергии осуществляется электронами, увлеченных магнонами, что приводит к росту термоЭДС. При приближении к температуре магнитного фазового перехода плотность магнонных возбуждений увеличивается.

Замещение марганца иттербием качественно меняет температурную зависимость термоэдс, по сравнению с MnS. В системе $Yb_{0.05}Mn_{0.95}S$ найдена смена знака термоэдс и изменение типа носителей тока по температуре. Обнаружены максимумы в термоэдс в интервале температур 220 К-340 К и 950 К-1050 К. Высокотемпературный максимум связан с диффузией электронов и обусловлен совпадением энергий 4f уровня и Ферми уровня, а низкотемпературный с увлечением электронов фононами.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и БРФФИ в рамках научного проекта № 20-52-00005

Список использованных источников:

1. Aplesnin S.S., Romanova O.B., Gorev M.V., Velikanov D.A., Gamzatov A.G., Aliev A.M. Magnetic and thermophysical properties of $Gd_XMn_{1-X}S$ solid solutions / J. Phys. Condens. Matter. – 2013. - № 25. - P. 025802 (5pp)
2. Aplesnin S.S., Udod L.V., Sitnikov M.N., Shestakov N.P. $Bi_2(Sn_{0.95}Cr_{0.05})_2O_7$: Structure, IR spectra, and dielectric properties / Ceram. Int. – 2016. - № 42. - C. 5177-5183.
3. Heikens H.H., Wiegers G.A., van Bruggen C.F. On the nature of a new phase transition in a-MnS / Solid State Commun. – 1977. - № 24. - P. 205-209
4. Каган М.Ю., Кугель К.И. Неоднородные зарядовые состояния и фазовое расслоение в манганитах / УФН. – 2011. - № 171.-P. 577-596.
5. Romanova O.B., Aplesnin S.S., Udod L.V., Sitnikov M.N., Kretinin V.V., Yanushkevich K.I. Velikanov D.A. Magnetoresistance, magnetoimpedance, magnetothermopower, and photoconductivity in silver-doped manganese sulfides / J. Appl. Phys**. –** 2019. - №125.-P. 175706
6. Aplesnin S.S., Kharkov A.M., Romanova O.B., Sitnikov M.N., Eremin E.V., Gorev M.V., Yanushkevich K.I., Sokolov V.V., Pichugin A.Yu. Spin state of cation and magnetoelastic effect in the $Mn_{1-X}Yb_XS$/ JMMM. – 2014.-№ 352. - P.1-5.
7. Aplesnin S.S., Sitnikov M.N., Kharkov A.M., Masyugin A.N., Kretinin V.V., Fisenko O.B., Gorev M.V. Influence of induced electrical polarization on the magnetoresistance and magnetoimpedance in the spin-disordered $Tm_XMn_{1-X}S$ solid solution/ Phys. Status Solidi B. – 2019. -№ 256. – P. 1900043.
8. Mott N. F., Davis E. F. Electronic Processes in Non-Crystalline Materials. – New York: Oxford University Press, 1971. - 438 p.
9. Aplesnin S.S., Ryabinkina L.I., Abramova G.M., Romanova O.B., Vorotynov A.M., Velikanov D.A., Kiselev N.I., Balaev A.D. Conductivity, weak ferromagnetism, and charge instability in an a-MnS single crystal / Phys. Rev. B. - 2005.-№ 71. – P. 125204.

УДК 539.21:537.86

ТРАНСПОРТНЫЕ СВОЙСТВА СУЛЬФИДОВ МАРГАНЦА С РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМ ЗАМЕЩЕНИЕМ

Ситников М.Н.

к. ф-м. н.,
доцент кафедры физики Института Космической Техники, Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева

Никитинский О.С., Черемных Н. А., Кригер Е. А, Дмитраш И. И.

студент,
Сибирский государственный университет науки и технологий имени академика М. Ф. Решетнева

Аннотация. *Исследованы магнитные и электрические свойства сульфидов марганца, легированных гольмием ($Ho_xMn_{1-x}S$) с концентрациями x=0.05, 0.1, без поля и во внешнем магнитном поле H=12 kOe в температурном интервале 80-380 K. Определён максимум отрицательного магнитосопротивления в зависимости от концентрации легирующего материала.*

Ключевые слова: *твердые растворы, магнитосопротивление, полупроводники.*

TRANSPORT PROPERTIES OF MANGANESE SULFIDES WITH RARE-EARTH SUBSTITUTION

Sitnikov M. N.

PhD,
Associate Professor, Department of Physics, Institute of Space Technology,
Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Nikitinskiy O.S., Cheremnyh N. A., Kriger E. A., Dmitrash I. I.

student,
Reshetnev Siberian State University of Science and Technology

Annotation. *Magnetic and electrical properties of manganese sulfides doped with holmium ($Ho_xMn_{1-x}S$) with concentrations x=0.05, 0.1, without a field and in an external magnetic field H=12 kOe in the temperature range 80-380 K are studied. The maximum of the negative magnetoresistance is determined depending on the concentration of the alloying material.*

Keywords: *solid solutions, magnetoresistance, semiconductors.*

Материалы, проявляющие сильную зависимость проводимости от температуры в узком диапазоне температур могут быть полезны при создании составляющих компонентов сенсорной техники, магнитной памяти, и спинтроники. К таким материалам относится сульфид марганца легированный гольмием. Данное соединение имеет довольно большое магнитосопротивление и относится к новым сульфидным соединениям гольмия и марганца.

Замещение двухвалентного марганца трёхвалентными ионами гольмия, также приводит к значительным изменениям магнитных свойств образцов системы $Ho_XMn_{1-X}S$. Что проявляется в росте магнитной восприимчивости в области низких температур, за счёт ферромагнитного обменного взаимодействия между ионами марганца и ионами гольмия. В результате конкуренции обменных взаимодействий проявляется быстрое падение парамагнитной температуры Кюри и уменьшение эффективного магнитного момента.

Конкуренция обменных взаимодействий может привести к двум вариантам развития состояний:

- исчезновение дальнего магнитного порядка с образованием состояния спинового стекла;

- сохранение магнитного порядка по одной из компонент спина с замороженными поперечными компонентами спинов (асперомагнитное состояние) [1].

Для установления природы состояния были проведены измерения магнитного момента в небольшом интервале частот (1 kHz, 10 kHz, 100 kHz).

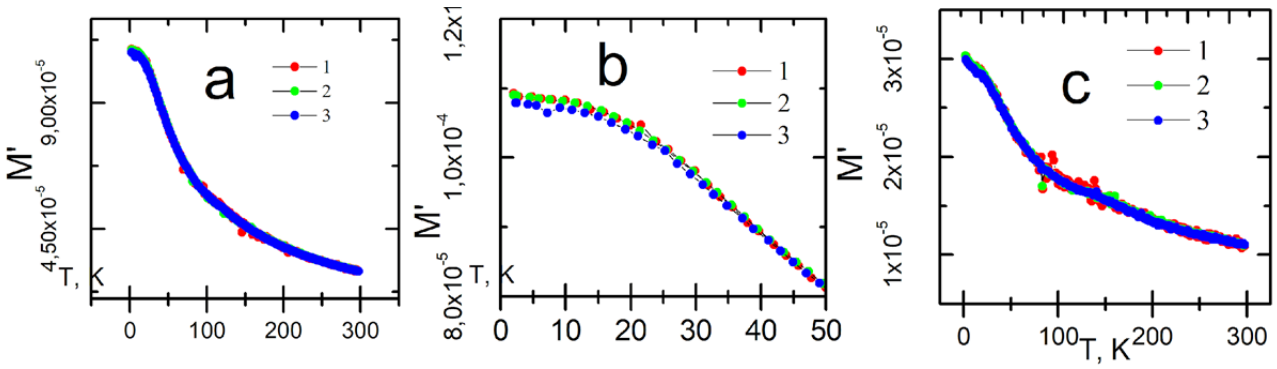


Рис. 1. Реальная часть магнитной проницаемости (a, c) и мнимая части (b) от температуры для $Ho_xMn_{1-X}S$ с 0.1 (a,b), 0.05 (c) на трех частотах ω = 1 kHz (1), 10 kHz (2), 100 kHz (3)

Для состояния спинового стекла промежуток времени, в котором фиксируется термодинамическое равновесие, определяется температурой. При этом магнитные характеристики зависят от частоты прикладываемого поля.

Магнитный момент в переменном магнитном поле, проиллюстрированный на рис. 1, и ниже T = 30 K проявляет зависимость от частоты. То есть относительное изменение магнитного момента Re(M(ω=10 kHz)–M(ω=100 Hz))/Re(M (ω=100 Hz)) увеличивается с ростом концентрации легирующего материала и Re(M(T)) выявляет максимум при T = 5 K, который отсутствует в чистом HoS.

Мнимая часть магнитного момента практически не проявляет зависимости от температуры и составляет Im(M(T)) $\sim 10^{-7}$ для малых концентраций $x \leq 0.1$, при этом Im(M(T)) качественно отличается в низкотемпературной области (Рис. 1a) для состава с концентрацией гольмия x = 0.3. Величина мнимой части Im(M(T)) характеризует затухание магнитного момента, и показывает растет с понижением температуры. Производная dIm(M)/dT проходит через максимум по температуре при T = 39 K на частотах поля ω = 1 kHz, и для T = 44 K на частоте ω = 10 kHz.

Замещение марганца трехвалентными ионами гольмия приводит к электронному допированию, и в некоторых случаях, может индуцировать орбитальное упорядочение [3], что приводит к расщеплению плотности электронных состояний. Электросопротивление может меняться в несколько раз в зависимости от расположения уровня Ферми относительно расщепленной плотности состояний [4].

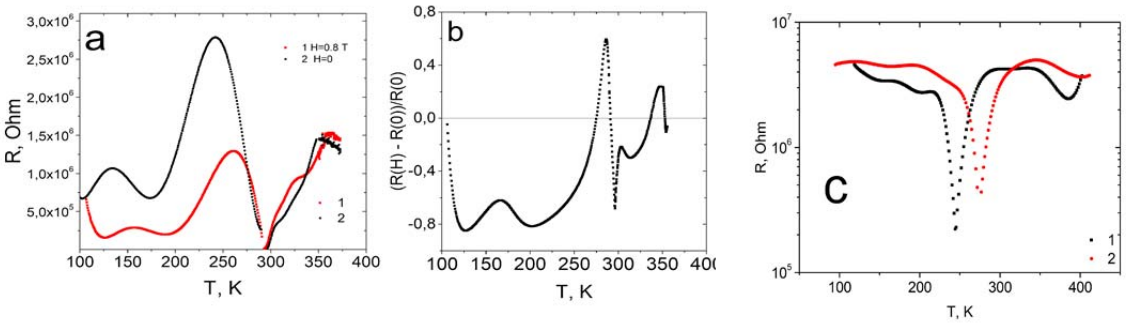


Рис. 2 Сопротивление $Ho_XMn_{1-X}S$ с x = 0.1 измеренное без поля (2) и в магнитном поле H = 8 kOe (1) (a). Магнитосопротивление от температуры (b) Сопротивление для x = 0.05 (c) измеренное без поля c(1) и в магнитном поле H = 8 kOe c(2)

Магнитосопротивление измеренное в температурном интервале 80-380 К для составов с x = 0.05 и x = 0.1 указывает, что в полученных соединениях для области температур 100 K – 300 K обнаруживает эффект колоссального отрицательного магнитосопротивления. Максимальное значение ГМС в магнитном поле H = 8 kOe (величина ™H, %) составляет -100 % для x=0.05, и -80 % для x=0.1 соответственно. По результатам исследований получены основные физические характеристики системы гольмий-марганцевого сульфида (табл. 1).

Таблица 1–Физические характеристики

$Ho_xMn_{1-x}S$	ρ Ом·см, T=300 K, H=0	TN K	δH, % (H = 8 kOe)	- Θ K	a нм
I (X=0.05)	2·107	145	100	140	0.5242
II (X=0.1)	3·105	134	80	100	0.5256

Смещение максимума производной мнимой части магнитного момента в область большей температуры с увеличением частоты, вероятно связан с образованием метастабильных состояний и является признаком спин-стекольного поведения. Возможно, механизм релаксации спинов связан с обменным взаимодействием локализованных и делокализованных электронов и как следствие энергия из спиновой подсистемы переходит в кинетическую энергию носителей тока [2].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-42-243002 р_мол_а

Список использованных источников:

1. Romanova O.B., Aplesnin S.S., Udod L.V., Sitnikov M.N., Kretinin V.V., Yanushkevich K.I., Velikanov D.A. Magnetoresistance, magnetoimpedance, magnetothermopower, and photoconductivity in silver-doped manganese sulfides / J. Appl. Phys. – Vol. 125. 2019. – P. 175706.

2. Аплеснин С.С., Ситников М.Н. Магнитотранспортные эффекты в парамагнитном состоянии в $Gd_xMn_{1-x}S$ // ЖЭТФ. – 2014. Т. 100. – С.104-110.

3. Influence of magnetic ordering on the resistivity anisotropy of α-MnS single crystal / S. S. Aplesnin, G. A. Petrakovskii, L. I. Ryabinkina et al. // Solid State Communications. – 2004. – Vol. 129, Iss. 3.. – P. 195-197.

4. Магнитные и электрические свойства катионзамещенных сульфидов $Me_XMn_{1-X}S$ (Me = Co, Gd) / С.С. Аплеснин, Л.И. Рябинкина, О.Б. Романова и др. // ФТТ. – 2009. – Т. 51. В. 4. – С. 661-664.

УДК 537.311+537.612+620.178.6

ДИНАМИКА ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОВОДНИКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА

Скворцов О.Б.

Институт машиноведения РАН, НТЦ «Завод балансировочных машин», кандидат технических наук, старший научный сотрудник, начальник отдела

Сташенко В.И.

Институт машиноведения РАН, кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник

Троицкий О.А.

Институт машиноведения РАН, доктор технических наук, профессор, главный научный сотрудник

Аннотация. Рассмотрены экспериментальные данные о распределении магнитного поля вокруг проводника при воздействии электрического импульса. Представлены данные о динамических изменениях пространственных компонент векторов ускорения поверхностных слоев проводника, характеризующие упругие деформации. По результатам анализа сделан вывод о временных различиях в проявлении действия внешнего электрического поля, процессов ударного возбуждения деформаций, их последующей релаксации, а также появления и изменении магнитных полей и связанных с этим явлений скин-эффекта и самоиндукции.

Ключевые слова: проводник, магнитное поле, электрический импульс, динамические напряжения, релаксация, вибрации, датчик Холла, акселерометр, электропластический эффект.

DYNAMICS OF DEFORMATION AND THE MAGNETIC FIELD OF A CONDUCTOR UNDER EXPOSURE TO AN ELECTRIC PULSE

Skvortsov O.B.

Mechanical Engineering Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Scientific and Technical Center «Zavod Balansirovochnykh mashin», Candidate of Technical Sciences, Senior Researcher, Head of Department

Stashenko V.I.

Mechanical Engineering Research Institute of the Russian Academy of Sciences, PhD in Physics and Mathematics, Leading Researcher

Troitsky O.A.

Mechanical Engineering Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Doctor of Technical Sciences, Professor, Chief Researcher

Annotation. *Experimental data on the distribution of the magnetic field around the conductor under the influence of an electric pulse are considered. Data on the dynamic changes in the spatial components of the acceleration vectors of the surface layers of the conductor, which characterize elastic deformations, are presented. Based on the results of the analysis, a conclusion was made*

about the time differences in the manifestation of the action of an external electric field, the processes of shock excitation of deformations, their subsequent relaxation, as well as the appearance and change of magnetic fields and related phenomena of the skin effect and self-induction.

Key words: *conductor, magnetic field, electrical impulse, dynamic stress, relaxation, vibration, Hall sensor, accelerometer.*

Введение. Воздействие импульсного электромагнитного поля, электрических импульсов или СВЧ–излучения сопровождается заметным влиянием на механические свойства металлических материалов [1–3]. Механический отклик проводника на воздействие электрического импульса проявляется в виде кратковременных динамических напряжений связанных с начальными моментами переднего и заднего фронтов внешнего электрического импульса. В эти моменты времени наблюдается появление кратковременных изменений продольных и поперечных электрических полей, связанных с ускоренным движением заряженных элементов в металле [4, с.176]. Синхронный анализ сигналов вибрационного отклика и магнитных полей, создаваемых датчиками вибрации и магнитной индукции, при воздействии электрического импульса на проводник показывают, что для таких моментов характерно проявление аномальных изменений индукции магнитного поля.

Методика эксперимента. При проведении экспериментов на проводник в виде прямого одиночного образца подавались одиночные электрические импульсы. Вибрация проводника контролировалась миниатюрным трехкомпонентным высокочастотным акселерометром, а создаваемое проводником магнитное поля измерялось с помощью трехкомпонентного бесконтактного датчика Холла. Сигналы с датчиков через модуль сбора данных были записаны и затем анализировались с использованием компьютерного программного обеспечения.

Экспериментальные данные. Анализ сигналов от трехкомпонентного датчика магнитной индукции показывает, что в моменты начала переднего и заднего фронтов внешнего электрического импульса начинается экспоненциальное изменение магнитной индукции. Такие изменения характерны для кольцевой и радиальной компонент магнитной индукции, а для осевой компоненты магнитной индукции практически отсутствуют какие-либо изменения. Кроме того перед началом таких изменений наблюдается скачкообразное изменение магнитной индукции. Такой скачок индукции имеет противоположные знаки для переднего и заднего фронтов Амплитуда наблюдаемых скачков зависит от амплитуды внешнего электрического воздействия и выбора материала проводника.

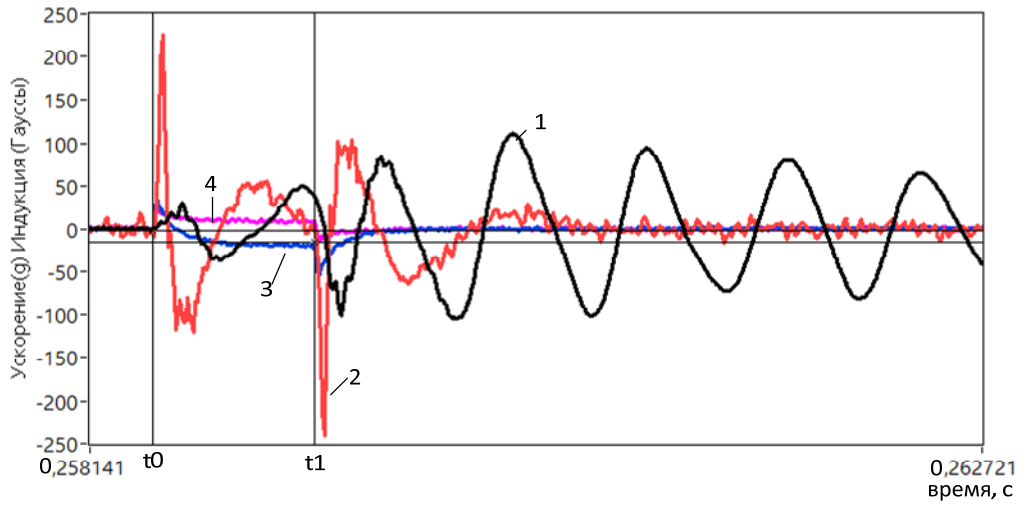


Рис. 1. Зависимость поперечного 1 и осевого ускорения поверхности, а также круговой 3 и радиальной 4 компонент магнитной индукции для образца из титана диаметром 3 мм, длительность t1-t2 импульса 830 мкс.

В качестве примера на рис. 1 показаны синхронные записи сигналов поперечного и осевого ускорений и сигналов магнитной индукции для образца из титана диаметром 3 мм. На рис. 2 зависимости индукции магнитного поля показаны при более высоком разрешении.

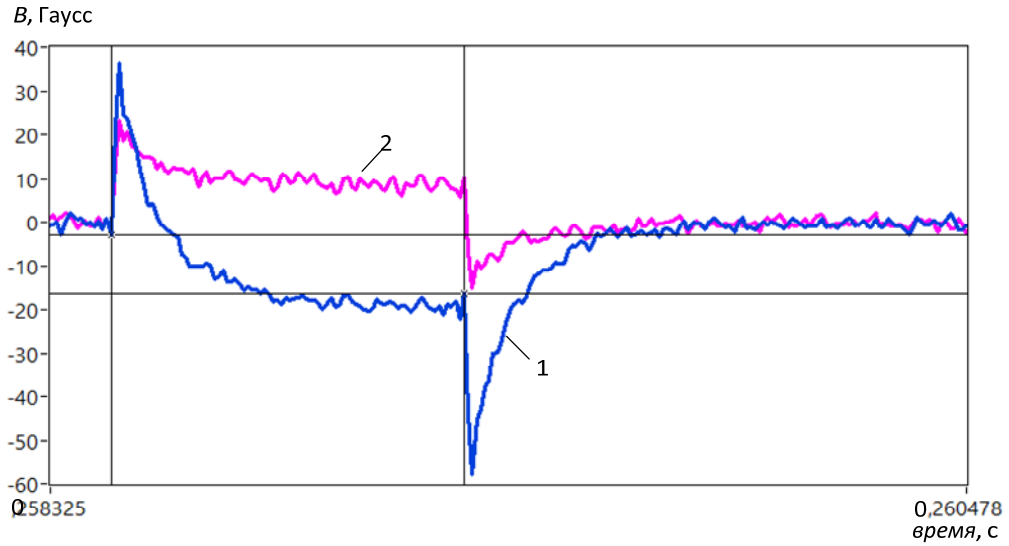


Рис. 2. Зависимость круговой 1 и радиальной 2 компонент магнитной индукции для образца из титана диаметром 3 мм, длительность t1-t2 импульса 830 мкс.

Время начала t_0 и окончания t_1 внешнего электрического импульса отмечены на рисунках вертикальными линиями.

Такие наблюдаемые особенности характерны для экспериментов с образцами из различных металлов (серебро, медь, золото, титан, железо, алюминий), а также из сплавов (латунь, нержавеющая сталь).

Анализ результатов. В моменты интенсивного изменения магнитных полей и механических нагружений происходят интенсивные упругие деформации, влияющие на процессы пластической деформации [1, 3], диффузию [5] и изменение остаточных напряжений, даже при относительно низких уровнях амплитуд электроимпульсного воздействия. Возникновение ударных напряжений в материале образцов сопровождается затем их релаксацией в виде затухающих вибрационных колебаний.

Поскольку скачкообразные изменения отсутствуют при контроле осевой компоненты пространственного вектора магнитного поля. Такие скачки не могут рассматриваться как следствие электромагнитных наводок на трехкомпонентный датчик магнитной индукции.

Следует отметить, что скачки магнитной индукции происходят когда ток через проводник практически отсутствует, а характерная продолжительность таких скачков, также как и ударных процессов механического напряжения существенно (более чем на порядок) меньше длительности сравнительно медленных процессов увеличения магнитного поля во время действия самоиндукции и скин-эффекта. Это указывает на различие в физических процессах из возникновения.

Использование электроимпульсных воздействий при механической обработке материалов [6, 7] показывает, что исследования всех происходящих при этом физических процессов необходимо для выбора оптимальных режимов обработки.

Выводы. Динамические изменения магнитных полей одиночного проводника, при воздействии на него внешнего электрического импульса, показывают типовые процессы увеличения величины магнитного поля по экспоненциальному закону на переднем фронте и аналогичные процессы спада на заднем фронте импульса. Такие изменения хорошо

согласуются с результатами аналитического анализа и моделирования, учитывающих влияние самоиндукции и скин-эффекта в проводниках. Наряду с этим в начальные моменты переднего и заднего фронтов внешнего электрического импульса наблюдаются скачкообразные изменения индукции магнитного поля на зависимостях соответствующим кольцевой и радиальной компонент пространственного вектора магнитной индукции, но отсутствующие на осевой компоненте этого вектора. Знак скачкообразных изменений меняется на противоположный соответственно для переднего и заднего фронтов. Полярность скачков магнитного поля также изменяется при смене полярности внешнего электрического импульса. Следует отметить, что такие скачкообразные изменения во времени совпадают с процессами возбуждения ударного механического отклика в проводнике на внешнее электрическое воздействие.

Список использованных источников

1. Троицкий О.А., Сташенко В.И., Савенко В.С., Скворцов О.Б., Самуйлов С.Д., Правоторова Е.А., Терещук В.С. Воздействия импульсами тока и СВЧ-излучением на конструкционные материалы. Электродинамические и электрохимические эффекты в проводниках // М.:Издательство «Ким Л.А.», 2019 — 278 с.
2. Stashenko V.I., Skvorcov O.B. and Troickij O.A. Design of mechanical properties of structural materials for power plant equipment // 17th International School-Conference "New Materials: Advanced Technologies", IOP Publishing, IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering 1005 (2020) 012021, 7 p. doi:10.1088/1757-899X/1005/1/012021
3. Троицкий О.А., Сташенко В.И., Скворцов О.Б., Савенко В.С., Самуйлов С.Д., Терещук В.С., Зайцев С.В., Иванов А.М. Интенсивная пластическая деформация металла при токовых и СВЧ - воздействиях. Новые данные и закономерности // Изд-во КИМ Л.А., М.: 2020. – 342 с.
4. Парселл Э. Электричество и магнетизм. Берклеевский курс физики // Т.2 Изд-во «Лань», 2005. – 444 с.
5. Мазанко В.Ф., Покоев А.В., Миронов В.М., Герцрикен Д.С., Миронов Д.В., Степанов Д.И., Луценко Г.В. Диффузионные процессы в металлах под действием магнитных полей и импульсных деформаций. В двух томах. Москва: изд-во Машиностроение, 1 том, 2005. – 343 с.
6. Скворцов О.Б., Сташенко В.И., Троицкий О.А. Динамические эффекты в проводниках при воздействии импульсных токов // Вестник Сибирского государственного индустриального университета № 1 (31), 2020. – С. 27–34
7. Троицкий О.А., Скворцов О.Б., Сташенко В.И. Методика оценки амплитуды вибрации поверхности металла на фронтах импульса тока при электроимпульсном воздействии // Черная металлургия. Бюллетень научно-технической и экономической информации (Москва) Т.76, № 5. 2020. – С.471–477.

УДК 538.9

НЕРАВНОВЕСНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО СПИНОВОЙ НАКАЧКЕ

Станкевич К.Л.

младший научный сотрудник, ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Работа посвящена теоретическому исследованию неравновесной намагниченности электронов проводимости и спинового тока при спиновой накачке в гетероструктурах металлический ферромагнетик/нормальный металл, а также в монослое металлического ферромагнетика. Описание ведется в терминах диффузионного уравнения для неравновесной намагниченности. В работе получены новые выражения для смешанной спиновой проводимости и перенормировки гиромагнитного отношения и параметра диссипации ферромагнетика с учетом поверхностного спин-орбитального взаимодействия на границе ферромагнетика и металла. Получены выражения для электрического напряжения, возникающего в монослое металлического ферромагнетика в условиях спиновой накачки.*

Ключевые слова: *спиновая накачка, спиновый ток, ферромагнитный резонанс*

NON-EQUILIBRIUM MAGNETIZATION OF CONDUCTION ELECTRONS IN SPIN PUMPING EXPERIMENTS

Stankevich K.L.

junior research fellow, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics

Annotation. *This work is devoted to the theoretical study of the nonequilibrium magnetization of conduction electrons and spin current at spin pumping in metallic ferromagnet / normal metal heterostructures, as well as in a metallic ferromagnet monolayer. The description is in terms of the diffusion equation for the nonequilibrium magnetization. In this work, we have obtained new expressions for the spin mixing conductance and renormalization of the gyromagnetic ratio and dissipation of a ferromagnet taking into account the surface spin-orbit interaction at the ferromagnet and the metal interface. Also we have derived expressions for the electric voltage arising in a monolayer of a metallic ferromagnet under conditions of spin pumping.*

Keywords: *spin pumping, spin current, ferromagnetic resonance*

Генерация и детектирование спинового тока в наноразмерных магнитных гетероструктурах представляют существенный интерес для спинтроники. Одним из методов создания «чистого» (не связанного с переносом заряда) спинового тока является спиновая накачка в двуслойных тонкопленочных структурах ферромагнетик/нормальный металл (ФМ/НМ) [1]. В этом методе возбуждение ферромагнитного резонанса (ФМР) в слое ФМ создает неравновесную намагниченность, которая за счет sd-обменного взаимодействия передается электронам проводимости слоя НМ, где и возникает чистый спиновый ток за счет диффузионного движения электронных спинов. В экспериментах этот спиновый ток обычно регистрируют по электрическому напряжению, возникающему за счет обратного спинового

эффекта Холла (ISHE). Было показано [1], что плотность спинового тока на границе раздела можно выразить формулой

$$\boldsymbol{j_s} = \frac{\hbar}{4\pi} g_{re} \boldsymbol{M} \times \frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t} + \frac{\hbar}{4\pi} g_{im} \frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t} \ , \tag{1}$$

где $\boldsymbol{M}$ – спиновый магнитный момент ферромагнетика, а g_{re} и g_{im} – реальная и мнимая части смешанной спиновой проводимости. Пропорциональные им члены в (1) приводят, соответственно, к перенормировке параметра диссипации α_{eff} и гиромагнитного отношения γ_{eff} [1], т. е. к уширению и сдвигу линии ФМР

$$\begin{gathered} \gamma_{eff} = \gamma \left(1 + \frac{\hbar \mu_B}{4\pi e t_F} g_{im}\right)^{-1}, \\ \alpha_{eff} = \left(\alpha + \frac{\hbar \mu_B}{4\pi e t_F} g_{re}\right)\left(1 + \frac{\hbar \mu_B}{4\pi e t_F} g_{im}\right)^{-1}, \end{gathered} \tag{2}$$

где t_F – толщина ферромагнетика.

Существует несколько теоретических подходов для описания спиновой накачки в гетероструктурах. Убедительный анализ с использованием уравнения Ландау-Лифшица развит в работе [2], однако он относится только к случаю непроводящего ФМ слоя. Цель настоящей работы – обобщить эти результаты на структуры типа ФММ/НМ (где ФММ – ферромагнитный металл) с учетом поверхностного спин-орбитального взаимодействия на границе ФММ и НМ, а также исследовать возможность регистрации чистого спинового тока в одиночном ФММ слое. При этом мы опираемся как на результаты [2], так и на работу [3], где рассмотрена неравновесная намагниченность электронов проводимости в объеме ФММ без учета спинового тока. Отметим, что спиновая накачка в структурах ФММ/НМ экспериментально исследовалась, в частности, в ИРЭ им. Котельникова РАН, где в качестве ФММ слоя использовались редкоземельные манганиты (см., напр., [4]).

Эволюция неравновесной намагниченности электронов проводимости внутри ферромагнетика $\boldsymbol{\delta m}(y)$ и внутри нормального металла $\boldsymbol{\delta \mu}(y)$ задается уравнениями

$$D_F \nabla^2 \boldsymbol{\delta m} - \frac{1}{\tau_{ex} M_s} \boldsymbol{\delta m} \times \boldsymbol{M} - \frac{\boldsymbol{\delta m}}{\tau_F} = \frac{\chi_F}{\tau_{ex} \gamma_e M_s} \frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t} \ , \tag{3}$$

$$D_N \nabla^2 \boldsymbol{\delta \mu} - \frac{\boldsymbol{\delta \mu}}{\tau_N} = 0 \ , \tag{4}$$

где $\tau_{ex} = \frac{\hbar}{S J_{sd}}$ – параметр, характеризующий обменное sd-взаимодействие J_{sd} , τ_F (τ_N) – время спиновой релаксации в слое ФММ (НМ), M_s – равновесная намагниченность ферромагнетика, χ_F – магнитная восприимчивость электронов проводимости, γ_e – гиромагнитное отношение, D_F (D_N) – коэффициент диффузии в ФММ (НМ) (далее для наглядности результатов мы будем считать, что $D_F \approx D_N$). В наших обозначениях внешнее постоянное поле направлены вдоль оси Oz, ось Oy направлена по нормали образца. Поверхностное спин-орбитальное взаимодействие учитывается с помощью граничных условий на границе ФММ и НМ ($y = 0$)

$$\nabla \boldsymbol{\delta m}(0) + \frac{1}{\lambda_{SO}} \boldsymbol{\delta m}(0) = \nabla \boldsymbol{\delta \mu}(0) \ , \tag{5}$$

$$\boldsymbol{\delta m}(0) = \boldsymbol{\delta \mu}(0) \ , \tag{6}$$

где λ_{SO} – константа, характеризующая спиновую релаксацию на границе и имеющая размерность длины.

Применив уравнения (2-5) к анализу двуслойной структуры ФММ/НМ, мы получили следующие выражения для реальной и мнимой частей смешанной спиновой проводимости:

$$g_{re} = \frac{4\pi e D_F \chi_F}{\hbar \gamma_e \mu_B (1+\zeta^2)} \, Re\left[\frac{1 - i\,\zeta}{\lambda_{eff} + \Lambda}\right],$$
$$g_{im} = \frac{4\pi e D_F \chi_F}{\hbar \gamma_e \mu_B (1+\zeta^2)} \, Im\left[\frac{1 - i\,\zeta}{\lambda_{eff} + \Lambda}\right], \quad (7)$$

где $\lambda_{F(N)} = \sqrt{D_{F(N)}\tau_{F(N)}}$ – длина спиновой диффузии, $\Lambda = \lambda_F \sqrt{\frac{\zeta(\zeta+i)}{1+\zeta^2}}$, $\lambda_{eff} = \frac{\lambda_N \lambda_{SO}}{\lambda_N + \lambda_{SO}}$ – эффективная длина спиновой диффузии, $\zeta = \frac{\tau_{ex}}{\tau_F} \approx 10^{-2}$ – безразмерный параметр (малый для большинства ферромагнетиков, используемых в экспериментах по спиновой накачке [3, 5]). Отметим, что в используемом подходе обратный спиновый ток учитывается автоматически. Раскладывая по малому параметру ζ до первого порядка включительно, получим следующие выражения:

$$g_{re} = \frac{4\pi e \chi_F D_F}{\hbar \gamma_e \mu_B} \left(\frac{\lambda_{eff} + \sqrt{\zeta/2}\lambda_F}{(\lambda_{eff} + \sqrt{\zeta/2}\lambda_F)^2 + \zeta\lambda_F^2/2} \right),$$
$$g_{im} = \frac{4\pi e \chi_F D_F}{\hbar \gamma_e \mu_B} \left(\frac{\sqrt{\zeta/2}\lambda_F + \zeta\lambda_{eff}}{(\lambda_{eff} + \sqrt{\zeta/2}\lambda_F)^2 + \zeta\lambda_F^2/2} \right). \quad (8)$$

Полученные выражения (8) и (9) являются основным результатом настоящей работы. В случае сильного спинорбитального взаимодействия на границе ($\lambda_F \approx \lambda_N \gg \lambda_{SO} \to 0$) реальная и мнимая части спиновой проводимости (и, следовательно, уширение и сдвиг линии ФМР) значительно растут по сравнению со случаем, когда поверхностное спин-орбитальное взаимодействие отсутствует ($\lambda_{SO} \to \infty,\ \lambda_N \gg \sqrt{\zeta/2}\lambda_F$).

Перейдем к вопросу о возможности спиновой накачки в монослое ФММ. Экспериментально показано, что возбуждение ФМР в таких объектах в ряде случаев приводит к возникновению электрического напряжения. Это объясняют либо влиянием поверхностного спин-орбитального взаимодействия (обратным эффектом Рашбы Эдельштейна, IREE) на границе ферромагнетика с подложкой или непроводящим покрытием [6,7], либо чистым спиновым током в ФММ, создающим электрический сигнал за счет ISHE [8-10]. Во втором случае необходимо наличие значительного градиента неравновесной намагниченности, возникающего за счет ускоренной спиновой релаксации на границе с подложкой или непроводящим покрытием.

В настоящей работе эта ситуация проанализирована на основе уравнения (2), которое решалось с учетом спиновой релаксации на одной из границ слоя ФММ. Отметим, что поверхностное спин-орбитальное взаимодействие также приводит к спиновой релаксации, поэтому предлагаемая модель одновременно описывает оба механизма.

Электрический ток j_c, возникающий за счет IREE, задается формулой $j_c = \frac{\alpha_R \tau_{so}}{\hbar} j_z(0)$ [11], где α_R – константа взаимодействия Рашбы, τ_{so} – время спиновой релаксации за счет поверхностного спин-орбитального взаимодействия, $j_z(0)$ – продольная по отношению к $\boldsymbol{M_s}$ компонента спинового тока на границе, который, в свою очередь, задается формулой

$$\boldsymbol{j}(0) = \frac{e D_F \chi_F}{\gamma_e \mu_B} \left(\frac{\lambda_{SO} + \sqrt{\zeta/2}\lambda_F}{(\lambda_{SO} + \sqrt{\zeta/2}\lambda_F)^2 + \zeta\lambda_F^2/2} \right) \boldsymbol{M} \times \frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t}. \quad (11)$$

С другой стороны, электрический ток, возникающий за счет ISHE, равен $j_c = \frac{e}{\hbar}\Theta_{SH}\langle j_z\rangle$, где Θ_{SH} – угол Холла, $\langle j_z\rangle$ – z-компонента усредненного спинового тока в объеме ферромагнетика

$$\langle \boldsymbol{j}\rangle = \frac{\sqrt{\zeta/2}\lambda_F e D_F \chi_F}{\gamma_e \mu_B t_F}\left(\frac{\lambda_{SO}+\sqrt{2\zeta}\lambda_F}{(\lambda_{SO}+\sqrt{\zeta/2}\lambda_F)^2+\zeta\lambda_F^2/2}\right)\boldsymbol{M}\times\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t}. \quad (12)$$

Полученные новые формулы (11), (12) пригодны для интерпретации экспериментальных данных. Они позволяют оценить амплитуду электрического напряжения, возникающего при спиновой накачке монослоя ФММ и разделить вклады механизмов IREE и ISHE в наблюдаемый электрический сигнал. Уширение и сдвиг линии при спиновой накачке в монослое ФММ описываются формулами (2) и (8) при замене $\lambda_{eff} \to \lambda_{SO}$.

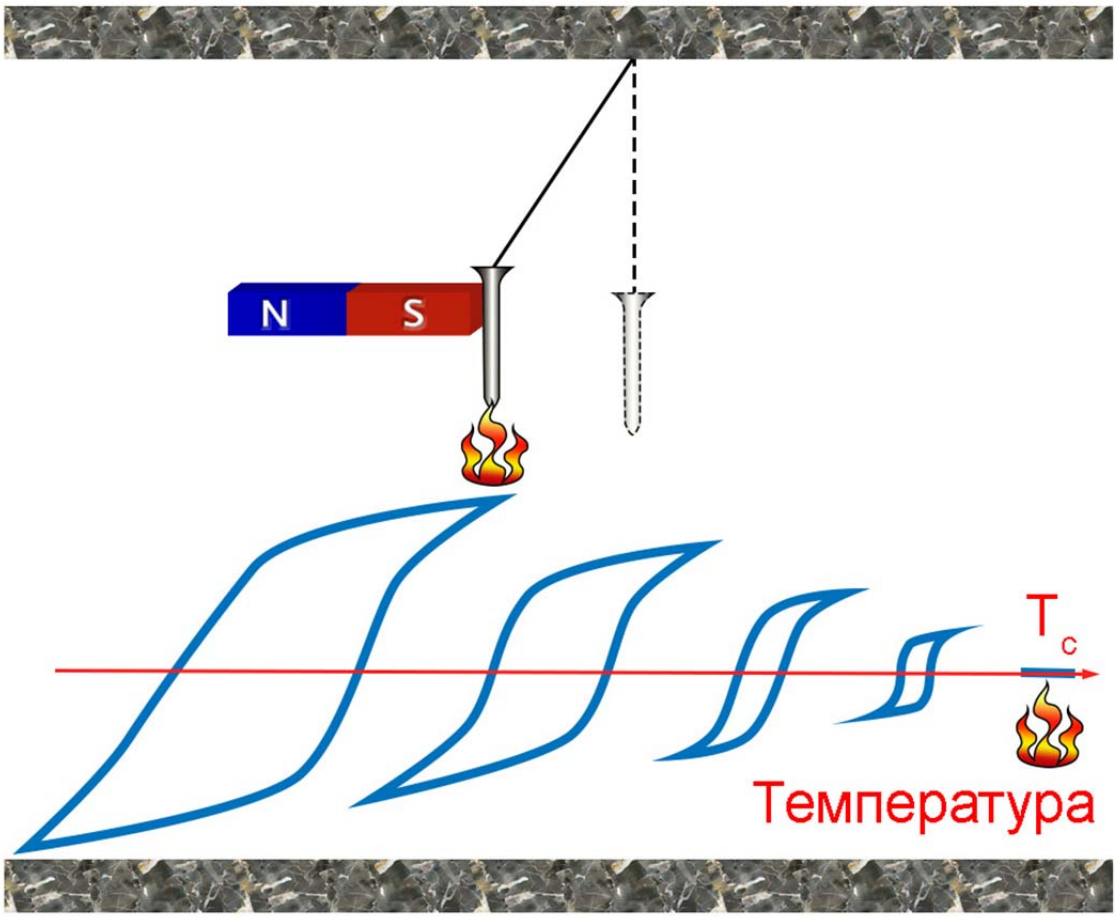
Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проектами РФФИ 18-57-16001, 19-07-00143).

Список использованных источников:

1. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G. E. W. Enhanced Gilbert damping in thin ferromagnetic films //Physical review letters. – 2002. – V. 88. – №. 11. –117601.
2. Kajiwara Y. et al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator //Nature. – 2010. – V. 464. – №. 7286. – P. 262-266.
3. Zhang S., Li Z. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets //Physical review letters. – 2004. – V. 93. – №. 12. –127204.
4. Ацаркин В. А., Демидов В. В., Шайхулов Т. А. Влияние намагниченности на эффективность спиновой накачки в двухслойной структуре ферромагнетик – нормальный металл // Журнал экспериментальной и теоретической физики – Т. 157 – № 2 – С. 272-280.
5. Tserkovnyak Y., Brataas A., Bauer G. E. W. Spin pumping and magnetization dynamics in metallic multilayers //Physical Review B. – 2002. – V. 66. – №. 22. –224403.
6. Emori S. et al. Interfacial spin-orbit torque without bulk spin-orbit coupling //Physical Review B. – 2016. – V. 93. – №. 18. –180402.
7. Asami A. et al. Spin absorption at a ferromagnetic-metal/platinum-oxide interface //Physical Review B. – 2019. – V. 99. – №. 2. –024432.
8. Tsukahara A. et al. Self-induced inverse spin Hall effect in permalloy at room temperature //Physical Review B. – 2014. – V. 89. – №. 23. –235317.
9. Huang Y. H. et al. Spin Hall angle and spin diffusion length of permalloy //AIP Advances. – 2020. – V. 10. – №. 1. –015041.
10. Kanagawa K., Teki Y., Shikoh E. Self-induced inverse spin-Hall effect in an iron and a cobalt single-layer films themselves under the ferromagnetic resonance //AIP Advances. – 2018. – V. 8. – №. 5. –055910.
11. Sánchez J. C. R. et al. Spin-to-charge conversion using Rashba coupling at the interface between non-magnetic materials //Nature communications. – 2013. – V. 4. – №. 1. – P. 17.

Создал Йегова переходы фаз,
на этих рубежах всё происходит,
сгущается туман - краса прикрас,
с ним всё неявно, всё иное, вроде....

Виталий Мельник



МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ И КРИТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 314.748

СВЧ НАГРЕВ РАДИАЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ ГРАНУЛ, СОДЕРЖАЩИХ ПЫЛЬ ЭДП И ЛИГНИН

Анзулевич А.П.

к.ф.м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники, Челябинский государственный университет

Бутько Л.Н.

к.ф.м.н., доцент кафедры теоретической физики, Челябинский государственный университет

Калганов Д.А.

магистрант, Университет ИТМО

Бучельников В.Д.

д.ф.м.н., профессор, зав. кафедрой физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Толкачев В.А.

ст. преподаватель кафедры радиофизики и электроники, Челябинский государственный университет

Аннотация. *В данной работе мы исследовали процесс микроволнового нагрева радиально неоднородных окатышей, состоящих из пыли электродуговых сталеплавильных печей (ЭДП) и лигнина. Мы рассмотрели возможный состав пыли ЭДП и рассчитали эффективную диэлектрическую и магнитную проницаемости пыли ЭДП используя теорию эффективной среды и обобщенную формулу Бруггемана. По полученным значениям так же рассчитаны зависимости эффективной диэлектрической и магнитной проницаемостей композитной смеси из пыли ЭДП и лигнина от объемной доли пыли ЭДП и от проводимости лигнина. Используя эти зависимости, методом конечных элементов были рассчитаны распределения электромагнитного поля и температуры внутри окатыша с радиальной зависимостью объемной доли пыли ЭДП и, соответственно, с неоднородной эффективной диэлектрической проницаемостью в зависимости от радиуса внутри частицы.*

Ключевые слова: *пыль электродуговых сталеплавильных печей, прямое восстановление, лигнин, теория эффективной среды, микроволновый нагрев*

MICROWAVE HEATING OF RADIALLY INHOMOGENEOUS PELLETS CONTAINING EAF DUST AND BIOCHAR

Anzulevich A.P.

Ph.D., assistant professor of Department of radiophysics and electronics, Chelyabinsk State University

Butko L.N.

Ph.D., assistant professor of Department of theoretical physics, Chelyabinsk State University

Kalganov D.A.

master student, ITMO University

Buchelnikov V.D.

Dr.Sc., professor, head of Department of condensed matter physics, Chelyabinsk State University

Tolkachev V.A.

senior lecturer of Department of radiophysics and electronics, Chelyabinsk State University

Annotation. *In this work, we investigated the process of microwave heating of radially heterogeneous pellets consisting of electric arc furnace (EAF) dust and biochar. We reviewed the possible compositions of EAF dust and calculated effective permittivity and permeability of EAF dust by an effective medium approach. Using obtained values, dependencies of effective permittivity and permeability of EAF dust - biochar composite mixture on the volume fraction of EAF dust and conductivity of biochar were calculated. Considering these dependencies electromagnetic field and temperature distribution within pellet with a radial dependency of volume fraction of EAF dust and effective permittivity correspondingly were simulated by finite element method calculation.*

Keywords: *electric arc furnace dust, direct reduction, biochar, effective medium theory, microwave heating*

Мы использовали приближение эффективной среды для расчета эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей самой пыли ЭДП при допущении, что пыль состоит из *N*-арной смеси сферических включений различных соединений в её составе. Также, мы использовали приближение эффективной среды для расчета эффективных проницаемостей бинарной смеси пыли ЭДП и лигнина при допущении, что, в данном случае, пыль – это сферические частицы с эффективными проницаемостями, рассчитанными на предыдущем шаге. Для этого общеизвестное уравнение Бруггемана было обобщено для смеси *N* типов сферических частиц [1]:

$$\sum_{i=1}^{N} p_i \frac{\varepsilon_i - \varepsilon_{eff}}{\varepsilon_i + 2\varepsilon_{eff}} = 0 \quad (1)$$

Таблица 1. Предполагаемый состав пыли ЭДП и характеристики компонент [2-7]

	ε'	σ, См/м	μ'	μ''	Разброс весовых долей, %	Модельная объёмная доля, %
$ZnFe_2O_4$	3,7	0,17	1,25	0,55	$1-20$	10
ZnO	5,822	2×10^{-5}	1	1	$1-20$	10
Fe_3O_4	57,355	1,2	0,2	0,2	$10-23$	15
Fe_2O_3	14,922	1×10^{-5}	1	1	$10-23$	15
SiO_2	6	$1{,}125\times10^{-9}$	1	1	$6-34$	10
$CaMgSiO_4$	8,5	$7{,}7\times10^{-11}$	1	1	$22-60$	30

Для выбранных модельных объемных долей и электродинамических параметров компонентов в составе пыли ЭДП (табл. 1) и согласно решению уравнения Бруггемана, эффективные диэлектрическая и магнитная проницаемости пыли ЭДП равны $\varepsilon_{эдп} = 10{,}69 + 2{,}6022i$ и $\mu_{эдп} = 0{,}8723 + 0{,}0975i$, соответственно.

С учетом этих значений эффективных электродинамических параметров пыли ЭДП

были рассчитаны зависимости эффективных диэлектрической и магнитной проницаемостей для смеси пыли ЭДП с лигнином от объемной доли пыли ЭДП и от проводимости лигнина (рис. 1). Таким образом, процедура изготовления окатыша позволяет задать радиальное распределением объемной доли пыли ЭДП так, что диэлектрическая и магнитная проницаемости внутри гранул могут зависеть от радиуса. Такой подход может позволить достичь наилучшего согласования поверхностного импеданса и оптимального микроволнового нагрева исследуемой гранулы. Распределения электромагнитного поля и температуры в грануле, а также температурные кривые были вычислены методом конечных элементов и показаны на рисунках рис. 2 и рис. 3.

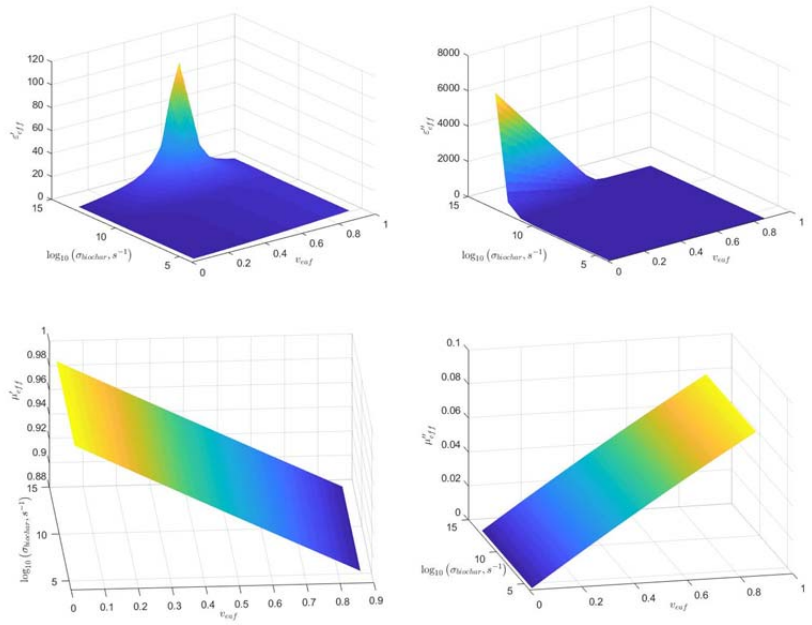


Рис. 1. Действительная и мнимая части диэлектрической и магнитной проницаемостей смеси порошков пыли ЭДП и лигнина в зависимости от объемной доли пыли ЭДП υ_{eaf} и проводимости лигнина $\sigma_{biocahr}$.

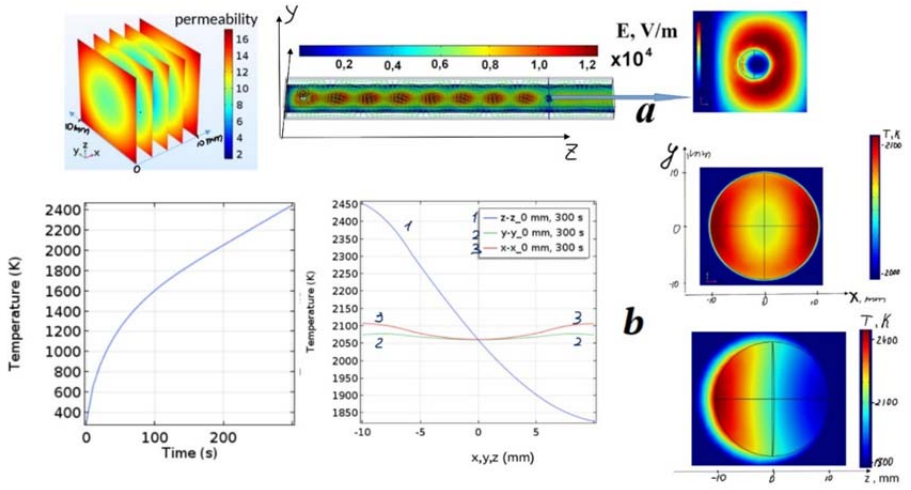


Рис. 2. Моделирование микроволнового нагрева в прямоугольном волноводе (мода H10) - a; распределение температуры внутри окатыша при радиально неоднородном распределении пыли ЭДП - b. Диэлектрическая и магнитная проницаемости линейно возрастают от 1 до 10 при увеличении радиуса, мнимая и действительная части равны.

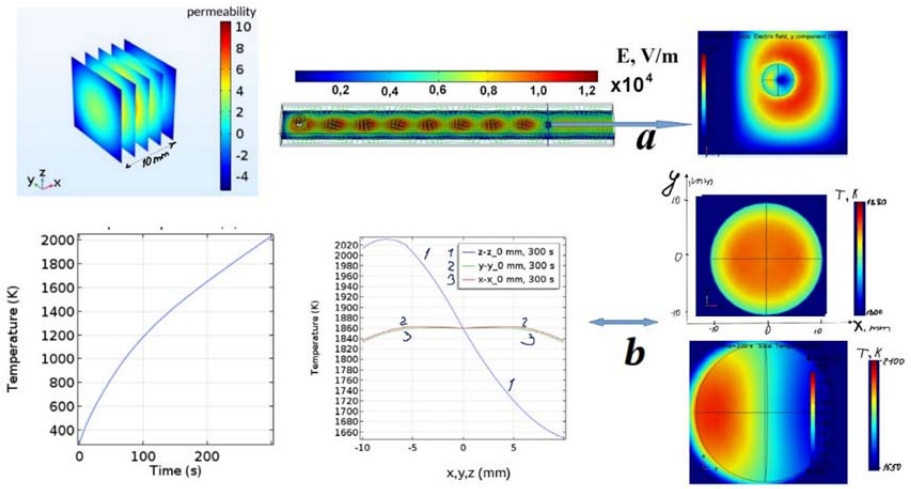


Рис. 3. Моделирование микроволнового нагрева в прямоугольном волноводе (мода H10) - a; распределение температуры внутри окатыша при радиально неоднородном распределении пыли ЭДП - b. Диэлектрическая и магнитная проницаемости линейно убывают от 1 до 10 при увеличении радиуса, мнимая и действительная части равны.

На рис. 2 видно, что в случае высокой концентрации пыли ЭДП в сердцевине окатыша можно достичь более высокой температуры. Однако распределение температуры менее равномерное и гранулы лучше нагреваются в поверхностном слое. Это может быть использовано для оптимизации реакций восстановления, если предполагается, что низкотемпературные реакции должны произойти в сердцевине частицы, а высокотемпературные вторичные реакции при движении образующихся газов к поверхности частицы. На рис. 3 пыль ЭДП находится в больших концентрациях в оболочке гранулы и распределение температуры более равномерное, но максимальная температура меньше, чем на рис. 2. Это может быть использовано, если требуется получить равномерный нагрев гранулы.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ГФЕН в рамках научного проекта № 21-58-53044.

Acknowledgments: The reported study was funded by RFBR and NSFC, project number 21-58-53044 and was supported by the National Natural Science Foundation of China under Grant 52111530046.

Список использованных источников:

1. A.P. Anzulevich, I.V. Bychkov, V.D. Buchelnikov, S.N. Anzulevich, D.A. Kalganov, Zh. Peng Calculation of effective permittivity and permeability for iron ore - biochar - bentonite binder powders mixture // Materials Research Proceedings, Materials Research Forum LLC, 2018. V. 9. pp. 136-139.

2. L. Wang, Zh. Peng, L. Yang, L. Zheng, J. Wang, W. Shang, A. Anzulevich, M. Rao, G. Li and T. Jiang Self-reduction of core-shell EAF dust-biochar composite pellets under microwave irradiation // 11th International Symposium on High-Temperature Metallurgical Processing, The Minerals, Metals & Materials Series, 2020. pp. 405-415.

3. J. Huang, Y. Liu, Y. Li and X.X. Liu Microwave electromagentic and absorption properties of AFe2O4(A=Ni,Mn,Zn) ferrites // International Conference on Manufacturing Construction and Energy Engineering (MCEE), 2016. pp. 190-196.

4. J.K. Srivastava, M. Prasad, and J.B. Wagner, Jr. // J. Electrochem. Soc., 1985. V. 132. pp. 955-963.

5. M. Hotta, M. Hayashi, A. Nishikata and K. Nagata // ISIJ International, 2009. V. 49. No. 9. pp. 1443–1448

6. L.P. Martin, D. Dadon, M. Rosen, D. Gershon, K.I. Rybakov, A. Birman, J.P. Calame, B. Levush, Y. Carmel, and R. Hutcheon // Journal of Applied Physics, 1998. V. 83. pp. 432-437.

7. R.A. Lunt, A.J. Jackson, A. Walsh // Chemical Physics Letters, 2013. V. 586. pp. 67-69.

УДК 538.9

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СТАТИЧЕСКОГО КРИТИЧЕСКОГО ПОВЕДЕНИЯ СЛАБО РАЗБАВЛЕННОЙ ДВУМЕРНОЙ МОДЕЛИ ПОТССА

Бабаев А.Б.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник Института физики

Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Муртазаев А.К.

д.ф.-м.н., чл.-корр. РАН, Институт физики им. Х.И. Амирханова

Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию критического поведения слабо разбавленной спиновой структуры, описываемой двумерной примесной моделью Поттса с числом состояний спина q=4. Методом Монте-Карло исследуется критическое статическое поведение двумерной примесной модели Поттса с числом состояний спина q=4 при концентрациях спинов p=1.0, 0.95, 0.90, 0.80. На основе теории конечно-размерного скейлинга рассчитаны статические критические индексы теплоемкости α, восприимчивости γ, намагниченности β и индекса радиуса корреляции ν в рассмотренном интервале концентраций p.*

Ключевые слова: *примеси, фазовые переходы, критические индексы, модель Поттса*

COMPUTER SIMULATION OF STATIC CRITICAL BEHAVIOR OF A WEAKLY DILUTED TWO-DIMENSIONAL POTTS MODEL

Babaev A.B.

Senior researcher,
H. Amirkhanov Institute of Physics of the DFIC RAS

Murtazaev A.K.

Dr., corresponding member
H. Amirkhanov Institute of Physics of the DFIC RAS

Annotation. *This work is devoted to the study of the critical behavior of a weakly diluted spin structure described by the two-dimensional impurity 4-state Potts model. The Monte Carlo method is used to investigate the critical static behavior of the two-dimensional impurity Potts model for the spin concentrations p = 1.0, 0.95, 0.90, 0.80.* On the basis of the finite-size scaling theory, the static critical exponents of specific heat α, susceptibility γ, magnetization β, and exponent of the correlation radius ν in a studied interval of concentrations *p* are calculated.

Keywords: *impurity, phase transitions, critical exponents, Potts model*

Изучение критических свойств спиновых систем с вмороженными немагнитными примесями является одной из актуальных задач физики конденсированных сред [1]. Это обусловлено тем, что большинство реальных твердых тел всегда содержит примеси и другие дефекты структуры, присутствие которых влияет на их физические свойства и, в частности, может существенно влиять на поведение систем при фазовых переходах (ФП). Поэтому в последнее время усилия многих исследователей были направлены на то, чтобы понять, как те или иные дефекты структуры влияют на поведение различных систем при ФП.

На основе эвристических аргументов было показано, что вмороженные немагнитные примеси изменяют критические показатели системы, если соответствующий показатель теплоемкости чистой системы положителен (критерий Харриса) [2]. Критерий Харриса не применим к двумерной модели Поттса с числом состояний спина q=2 (модель Изинга), в силу того, что α=0. Детальное рассмотрение этого случая [3] позволило прийти к выводу, что влияние примеси затрагивает только поведение теплоемкости, в то время как остальные термодинамические и корреляционные функции не изменяют своего критического поведения. В тоже время в случае двумерных моделей Поттса с q=3 и q=4 примеси должны быть существенными для критического поведения, так как их критический индекс $\alpha > 0$. Выяснение этого вопроса на примере модели Поттса с q=4 является главной целью этой работы.

При построении такой модели необходимо иметь в виду следующие особенности: в узлах квадратной решётки расположены спины S_i, которые могут находиться в одном из $q \geq 2$ состояний и немагнитные примеси (вакансии); немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы (канонический способ) на различных узлах решетки (quenched disorder); энергия связи между двумя узлами равна нулю, если они находятся в разных состояниях (безразлично, в каких именно) или же, если хотя бы в одном узле находится немагнитный атом, и равна $|J|$, если взаимодействующие узлы находятся в одинаковых состояниях (опять же, все равно в каких именно). С учетом этих особенностей микроскопический гамильтониан такой системы может быть, представлен в виде [4]

$$H = -\frac{1}{2} J \sum_{i,j} \rho_i \rho_j \delta(S_i, S_j), \quad S_i = 1, 2, 3, 4 \tag{1}$$

где $\delta(S_i, S_j) = \begin{cases} 1, & \text{если } S_i = S_j, \\ 0, & \text{если } S_i \neq S_j. \end{cases}$ и $\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин} \\ 0, & \text{если в узле расположена немагнитная примесь} \end{cases}$.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями при концентрациях спинов p=1.00; 0.90; 0.8. Начальные конфигурации задавались таким образом, чтобы все спины находились в одном состоянии. Для определения критических температур и анализа характера фазового перехода использовался метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [5, 6]. Определенные методом кумулянтов Биндера температуры фазовых переходов $T_l(p)$ в единицах $|J|/k_B$ равны: T_l=(0.90)=0.910(1), T_l(0.90)=0.777(2), T_l(0.80)=0.625(4). Как видно, температура ФП полученная для чистой модели Поттса с числом состояний спина q=4 при p=1.0 достаточно хорошо согласуется с аналитическим значением полученным Бакстером [7] по формуле $\frac{k_B T_c}{J} = \frac{1}{\ln(1+\sqrt{4})} = 0.9102\ldots$.

Наблюдение за температурным ходом поведения теплоемкости и восприимчивости осуществлялось с использованием флуктуационных соотношений [7]:

$$C = (NK^2)(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \tag{2}$$

$$\chi = (NK)(\langle m_F{}^2 \rangle - \langle m_F \rangle^2), \tag{3}$$

где $K=|J|/k_BT$, $N=p*L^2$-число магнитных узлов, U-внутренняя энергия, m_F - намагниченность системы, угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю.

Для определения статических критических индексов (КИ) теплоемкости α, восприимчивости γ и намагниченности β использовалась теория конечно-размерного скейлинга (КРС) [8]. Из соотношений теории КРС следует, что в системе с размерами LxL при $T=T_c$ и достаточно больших L намагниченность m, восприимчивость χ, и параметр V_n для определения критического индекса ν удовлетворяют следующим аналитическим выражениям

$$\overline{\chi} \sim L^{\gamma/\nu}\left[1+b_1L^{-\omega}\right], \quad (2)$$

$$\overline{m} \sim L^{-\beta/\nu}\left[1+b_2L^{-\omega}\right], \quad (3)$$

$$\overline{V}_n \sim L^{\frac{1}{\nu}}\left[1+b_3L^{-\omega}\right], \quad (4)$$

где в качестве V_n может выступать $V_i = \left(\left\langle m^i E\right\rangle / \left\langle m^i\right\rangle\right) - \left\langle E\right\rangle$, ($i$=1, 2, 3).

Для расчета критических индексов α, β, γ и ν строились зависимости C, m, χ, и параметра V_n от L. Анализ данных, выполненный с использованием нелинейного метода наименьших квадратов, позволил определить значения α/ν, β/ν, γ/ν и 1/ν. Затем, используя значения ν, полученные в рамках данного исследования, определялись α, β и γ. Следует отметить, что во многих численных исследованиях неупорядоченных систем, в отличие от наших, эти индексы в основном определялись, используя критический индекс ν полученный на основе различных скейлинговых соотношений. Анализ данных, выполненный с использованием нелинейного метода наименьших квадратов, позволил определить значения α=0.665(1), β=0.083(1), γ=1.165(1), ν=0.664(1) для однородной системы (p=1.0) и α=0.67(1), β=0.09(1), γ=1.17(1), ν=0.67(1) для слабо разбавленной системы при p=0.90, и α=0.68(1), β=0.11(1), γ=1.18(1), ν=0.68(1) при p=0.80. Полученные критические индексы как в однородном режиме, так и в слабо разбавленном режиме в пределах погрешности удовлетворяют соотношениям теории конечно-размерного скейлинга и внесение небольшого беспорядка в виде немагнитных примесей приводит к незначительному их изменению. Таким образом, полученные данные в результате наших исследований свидетельствуют о том, что критическое поведение двумерной примесной модели Поттса с q=4 описывается новым набором критических индексов.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ в рамках научного проекта №19-02-00153.

Список использованных источников:

[1] Henkel M., Pleimling M., Nonequilibtium phase transitions. – Springer, 2010.
[2] Harris A.B. Effect of random defects on the critical behaviour of Ising models // J. Phys. C – 1974**.** – V.**7**. – P. 1671.
[3] Dotsenko Vik., Dotsenko Vl. Critical behaviour of the 2D-Ising model with impurity bonds // J. Phys. C. - 1982. – V.15. – P. 495.
[4] Wu F.Y. Exactly Solved Models. – London: World Scientific, 2009. – 143 P.
[5] Eichhorn K., Binder K. Monte Carlo investigation of the three-dimensional random-field three-state Potts model // J. Phys.: Cond. Matter. – 1996. – V.8. – P. 5209.
[6] Муртазаев А.К., Бабаев А.Б. Влияние вмороженных немагнитных примесей на фазовые переходы в трехмерной модели Поттса // ЖЭТФ. – 2021. - Т. 159. – С.1041.
[7] Бэкстер Р. Точно решаемые модели в статистической механике. – М.: Мир, 1985.
[8] Loison, D., Schotte K.D. First and second order transition in frustrated XY systems // Eur. Phys. J. B. – 1998. –V. 5. – P. 735.

УДК 538.9

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В МОДЕЛИ ГЕЙЗЕНБЕРГА НА ТРЕУГОЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Муртазаев А.К.
д.ф.-м.н., профессор, зав. лаб. вычислительной физики и фазовых переходов института физики ДФИЦ РАН
Бадиев М.К.
к.ф.-м.н., с.н.с. института физики ДФИЦ РАН
Рамазанов М.К.
к.ф.-м.н., в.н.с. института физики ДФИЦ РАН
Магомедов М.А.
к.ф.-м.н., с.н.с. института физики ДФИЦ РАН

Аннотация. *Методом Монте-Карло выполнены исследования фазовых переходов трехмерной антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке в магнитном поле. Исследования проведены в интервале изменения величины магнитного поля 0≤h≤12. На основе гистограммного метода анализа данных определен характер фазовых переходов. Установлено, что в интервале 0≤h≤10 реализуется фазовый переход второго рода. Показано, что дальнейшее увеличение величины магнитного поля снимает вырождение основного состояния и размывает фазовый переход.*

Ключевые слова: *фрустрация, метод Монте-Карло, модель Гейзенберга, фазовые переходы, магнитное поле, антиферромагнетик*

PHASE TRANSITIONS IN THE HEISENBERG MODEL ON A TRIANGULAR LATTICE IN A MAGNETIC FIELD

Murtazaev A.K.
Dr.Sc., professor, Head of the Laboratory of Computational Physics and Phase Transitions Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences
Badiev M.K.
Senior Researcher Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences
Ramazanov M.K.
Leading Researcher Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences
Magomedov M.A.
Senior Researcher Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences

Annotation. *The Monte Carlo method is used to study phase transitions of the three-dimensional antiferromagnetic Heisenberg model on a layered triangular lattice in a magnetic field. The studies were carried out in the range of variation of the magnetic field value $0 \le h \le 12$. The character of phase transitions is determined based on the histogram method of data analysis. It was found that in the range $0 \le h \le 10$, a second-order phase transition occurs. It is shown that a further increase in the magnetic field value removes the degeneracy of the ground state and smears out the phase transition.*

Keywords: *Frustration, Monte Carlo method, Heisenberg model, phase transitions, magnetic field, antiferromagnetic*

Одним из наиболее интенсивно исследуемых фрустрированных спиновых систем за последние десятилетия являются антиферромагнетики на слоистой треугольной решетке. К настоящему моменту времени такие системы достаточно хорошо изучены, как для квантовых, так и для классических систем. Однако остаются невыясненными некоторые вопросы, связанные с влиянием внешнего магнитного поля на фазовые переходы, термодинамические, критические и магнитные свойства слоистых антиферромагнетиков с треугольной геометрией [1-3].

Некоторые, экспериментальные, численные, а также теоретические данные, полученные методом ренормгрупп на основе ε-разложения, свидетельствуют о наличии ФП второго рода и принадлежности антиферромагнитной модели Гейзенберга на треугольной решетке к новому классу универсальности критического поведения. Однако, имеются данные других авторов, полученные с использованием непертурбативного подхода метода ренормгрупп, которые показывают наличие в этой модели слабо выраженного ФП первого рода, близкого к ФП второго рода с эффективными критическими индексами.

Анализ литературных данных показывает, что внешнее магнитное поле влияет на многие физические свойства фрустрированных спиновых систем. Поэтому в данной работе нами изучается влияние магнитного поля на характер ФП, магнитные и термодинамические свойства антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке.

Гамильтониан антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке может быть представлен в следующем виде:

$$\mathrm{H} = -J \sum_{\langle i,j \rangle} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - h \sum_i \vec{S}_i^z \,, \qquad (1)$$

где $\vec{S}_i$ – трехкомпонентный единичный вектор $\vec{S}_i = \left(S_i^x, S_i^y, S_i^z\right)$, $J<0$ – константа антиферромагнитного обменного взаимодействия. Решетка состоит из двумерных треугольных слоев, сложенных по ортогональной оси. Первый член в формуле (1) характеризует антиферромагнитное взаимодействие всех ближайших соседей, h - внешнее магнитное поле. Величина значений внешнего магнитного поля менялась в интервале $0.0 \le h \le 12$. Все параметры приводятся в безразмерных величинах.

В настоящее время спиновые системы с фрустрациями на основе микроскопических гамильтонианов успешно изучаются на основе метода МК [4,5]. В последнее время разработано много новых вариантов алгоритмов метода МК. Одними из наиболее эффективных для исследования подобных систем является репличный обменный алгоритм [6].

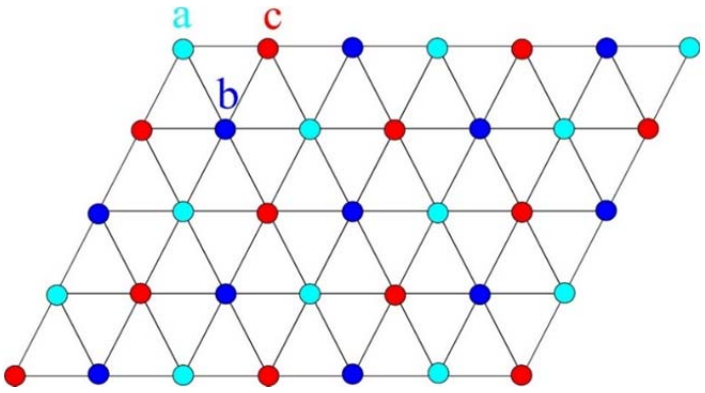


Рис.1. Магнитная структура основного состояния.

На (рис. 1) показана магнитная структура основного состояния исследуемой модели, полученная нами для одного слоя. Спины, обозначенные кружками одинакового цвета, имеют одинаковое направление. Структура упорядоченной фазы образована чередованием структур, показанных на рис. 1 (a, b, c – магнитные подрешетки).

Для наблюдения за температурным ходом поведения теплоемкости C и восприимчивости χ нами использовались выражения:

$$C = (NK^2)\left(\left\langle U^2 \right\rangle - \left\langle U \right\rangle^2\right), \tag{2}$$

$$\chi = \begin{cases} (NK)\left(\left\langle m^2 \right\rangle - \left\langle |m| \right\rangle^2\right), T < T_N \\ (NK)\left\langle m^2 \right\rangle, \qquad T \geq T_N \end{cases} \tag{3}$$

где $K = |J| / k_B T$, N – число частиц, U – внутренняя энергия, m – намагниченность.

Намагниченность системы вычислялось по формуле:

$$m = \frac{3}{N}\sqrt{\left\langle M_x^2 + M_y^2 + M_z^2 \right\rangle / 3}\ , \tag{5}$$

Намагниченность подрешетки определялась следующим образом [13]:

$$\left\langle \left| \vec{M}_r \right| \right\rangle = \left\langle \sqrt{S_x^2 + S_y^2 + S_z^2} \right\rangle, r = a, b, c. \tag{6}$$

Параметр порядка системы q вычислялось по формуле:

$$q = \frac{3}{N}\sqrt{\left\langle M_a^2 + M_b^2 + M_c^2 \right\rangle / 3}\ , \tag{7}$$

где M_a, M_b и M_c - намагниченности трех подрешеток.

Исследование фазовых переходов, магнитных и термодинамических свойств трехмерной антиферромагнитной модели Гейзенберга на слоистой треугольной решетке в магнитном поле выполнено с использованием репличного алгоритма метода Монте-Карло. На основе гистограммного метода проведен анализ характера фазовых переходов. Установлено, что в исследуемой модели в интервале $0 \leq h \leq 10$ реализуется фазовый переход второго рода.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00153-а.

Литература.

1. Sh. Ma. Modern Theory of Critical Phenomena. – Springer –Verlag, London1976.
2. Kazuaki M. and Yukiyasu O. Dynamical scaling analysis of symmetry breaking for the antiferromagnetic triangular Heisenberg model in a uniform magnetic field // Phys. Rev. B. – 2020, V – 101, P. – 184427.
3. Antonenko S.A., Sokolov A.I. and Varnashev V.B. Chiral transitions in three-dimensional magnets and higher order epsilon expansion // Phys. Lett. A. – 1995, V. – 208, P. – 161.
4. Masrour R., Jabar A. Magnetic properties of an Olympicene structure: Monte Carlo simulations // Physica A. – 2020, N. – 541, P. – 123377.
5. Murtazaev A.K., Badiev M.K., Ramazanov M.K., Magomedov M.A. Phase transitions in the Ising model on a layered triangular lattice in a magnetic field. // Physica A. – 2020, N. – 555. P. – 124530.
6. Mitsutake A., Sugita Y., Okamoto Y. Biopolymers – 2001. Peptide Science N. – 60, P. – 96.

УДК 537.622

ОСОБЕННОСТИ СПИНОВОЙ ПЕРЕОРИЕНТАЦИИ ПРИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИК-ФЕРРОМАГНЕТИК

Буздаков А.Г.

аспирант,
Московский физико-технический институт

Звездин К.А.

к.ф.-м.н., доцент, с.н.с.,
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

Кимель А.В.

д.ф.-м.н., профессор,
Университет Неймегена (Нидерланды)

Звездин А.К.

д.ф.-м.н., профессор, г.н.с.,
Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

Аннотация. *Работа посвящена разработке модели магнитного фазового перехода в соединении типа FeRh. Приведена фазовая диаграмма зависимости магнитного порядка в зависимости от внешнего поля и температуры.*

Ключевые слова: *фазовый переход, ферромагнетик, антиферромагнетик*

SPIN REORIENTATION IN ANTIFERROMAGNET-FERROMAGNET PHASE TRANSITIONS

Buzdakov A.G.

PhD student,
Moscow Institute of Physics and Technology

Zvezdin K.A.

Cand. Sc. (Phys.-Math.), Associate Professor, Senior Scientist,
Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov Russian Academy of Sciences

Kimel A.V.

Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor,
Radboud Universiteit Nijmegen

Zvezdin A.K.

Dr. Sc. (Phys.-Math.), Professor, Chief Researcher,
Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to the development of a model of the magnetic phase transition in a compound of the FeRh type. A phase diagram of the dependence of the magnetic order as a function of the external field and temperature is presented.*

Keywords: *phase transition, ferromagnet, antiferromagnet*

Рассмотрена модель фазового перехода антиферромагнетик-ферромагнетик, прототипом которого является соединение FeRh с температурой фазового перехода ~ 300-400 К. Модель включает в себя идею Киттеля [1] о зависимости обменного взаимодействия между ионами в металле от деформации в кристалле u. Вторым ингредиентом в модели является магнитный эффект Яна-Теллера [2] для парамагнитных ионов (типа Rh в FeRh).

Термодинамический потенциал модели во внешнем магнитном поле B можно представить в виде:

$$F = \frac{Eu^2}{2} + E_x(T)\,cos\,cos\,2\psi - MB\,cos\,cos\,\psi + K_A(\theta - \psi\ cos\,cos\,2\theta) - NT\,ln\,ln\,2\frac{\Delta}{T}, \quad (1)$$

где E – модуль Юнга, E_x – обменная энергия, $M = \frac{(M_1+M_2)}{2}$ – ферромагнитный параметр порядка, K_A – параметр анизотропии, T – температура системы, $\Delta(\psi, B)$ – расстояние между синглетными уровнями парамагнитного иона. Параметром порядка в этой модели является угол ψ между подрешетками, испытывающий изменения с ростом температуры и внешнего магнитного поля, и меняется от $\frac{\pi}{2}$ в антиферромагнитной фазе до 0 в ферромагнитной фазе.

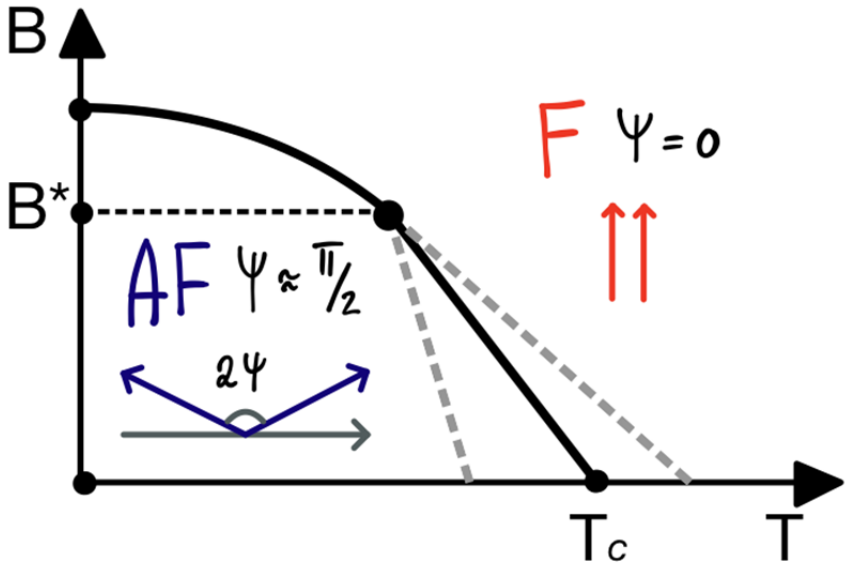


Рис. 1. B-T фазовая диаграмма: зависимость магнитного состояния от величины внешнего магнитного поля и температуры.

Фазовая диаграмма представлена на Рис. 1: в слабых полях $B < B^*$ – фазовый переход первого рода, в сильных полях $B > B^*$ – фазовый переход второго рода с трикритической точкой. Спин-переориентация напоминает таковую, которая наблюдается в точке Морина, например в $DyFeO_3$ [3].

Список использованных источников:

1. Kittel C. Model of Exchange-Inversion Magnetization // Physical Review. – 1960. – Т. 120. № 2. – С. 335–342.
2. Zvezdin A.K., Mukhin A.A., Popov A.I. Level crossing and instability of magnetic structure in rare-earth iron garnets // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1977. – Т. 45. № 3. – С. 573
3. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. – Москва: Наука, 1979.

УДК 538.955

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СПЛАВА Fe3Ga4 ИЗ ПЕРВЫХ ПРИНЦИПОВ

Бучельников В.Д.

д.ф.-м.н., профессор,
зав. каф. физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Соколовский В.В.

д.ф.-м.н., доцент,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Загребин М.А.

к.ф.-м.н., доцент, с.н.с.,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Байгутлин Д.Р.

лаборант-исследователь, аспирант,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Мирошкина О.Н.

м.н.с.,
кафедра физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Аннотация. *Работа посвящена исследованию свойств сплава Fe_3Ga_4 из первых принципов. Показано, что при T=0 основным состоянием является ферромагнитное, когда магнитные моменты всех четырех типов атомов в решетке упорядочиваются параллельно друг другу. Это согласуется с экспериментальными данными. Исследована зависимость энергии сплава от угла в моноклинной решетке, а также зависимость магнитного момента сплава от давления и от наличия дефектов типа «антисайт». Вычислены магнитные обменные интегралы и построена поверхность Ферми, показывающая нестинговый характер.*

Ключевые слова: *первые принципы, сплав Fe_3Ga_4, обменное взаимодействие, поверхность Ферми*

INVESTIGATION PROPERTIES OF Fe3Ga4 ALLOY FROM FIRST PRINCIPLES

Buchelnikov V.D.

Dr.Sc., professor,
chief of condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Sokolovskiy V.V.

Dr.Sc., associate professor,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Zagrebin M.A.

Cand.Sc., associate professor, senior researcher,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Baigutlin D.R.

research laboratory assistant, postgraduate student,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Miroshkina O.N.

junior researcher,
condensed matter physics department, Chelyabinsk State University

Annotation. *The work is devoted to the study of the properties of the Fe_3Ga_4 alloy from first principles. It is shown that at T = 0 the ground state is ferromagnetic, when the magnetic moments of all four types of atoms in the lattice are ordered parallel to each other. This is consistent with experimental data. The dependence of the energy of the alloy on the angle in a monoclinic lattice, as well as the dependence of the magnetic moment of the alloy on pressure and on the presence of defects of the "antisite" type are investigated. The magnetic exchange integrals are calculated and the Fermi surface is constructed showing a nesting character.*

Keywords: *first principles, Fe_3Ga_4 alloy, exchange interaction, Fermi surface*

Интерес к сплаву Fe_3Ga_4 вызван тем, что он одновременно проявляет металлические и магнитные свойства [1]. Сложные магнитные свойства этого соединения обусловлены взаимосвязью между локализованными и делокализованными магнитными моментами. При понижении температуры в сплаве при T=420 К сначала происходит магнитный фазовый переход из парамагнитного состояния в ферромагнитное (ФМ), затем при T=360 К переход в антиферромагнитное состояние, которое является несоразмерной волной спиновой плотности (НВСП), и, окончательно, при T=68 К снова имеет место переход в ФМ состояние [1-2]. Эти два магнитных состояния, ФМ и НВСП, редко наблюдаются в одном и том же материале в отсутствие магнитного поля. В связи с этим предполагается, что и в других магнитных материалах конкуренция магнитных взаимодействий может иметь практическое значение. Конкуренция между магнитными состояниями приводит к тому, что с помощью внешних воздействий, таких как температура, магнитное поле, беспорядок и давление можно будет контролировать магнитные переходы в Fe_3Ga_4. Таким образом, Fe_3Ga_4 имеет потенциал для применения в новых магнитных запоминающих устройствах, таких как магнитные компоненты туннельных спинтронных устройств.

В данной работе с помощью теории функционала плотности исследуются основное состояние, магнитные и электронные свойства сплава Fe_3Ga_4 при T=0.

Все вычисления были выполнены с помощью методов проекционно-присоединенных волн (projector-augmented wave – PAW) и Корринги-Кона-Ростокера (Korringa-Kohn-Rostoker – KKR), реализованных в вычислительных пакетах VASP (The Vienna Ab initio simulation package) [3, 4] и SPR-KKR (A spin polarized relativistic Korringa-Kohn-Rostoker code) [5]. Для учета обменно-корреляционного взаимодействия было использовано приближение обобщенного градиента (General gradient approximation – GGA) в параметризации Пердью-Бурке-Эрнзерхофа (Perdew-Burke-Ernzerhof – PBE) [6]. Электрон-ионное взаимодействие описывалось потенциалами со следующей валентной конфигурацией атомов: Fe($3p^6 3d^7 4s^1$) и Ga($3d^{10} 4s^2 4p^1$). Величина отсечения энергии плоских волн составляла 450 эВ. Величина критерия сходимости по энергии составляла 10^{-6} эВ/атом. Для интегрирования по зоне Бриллюэна использовалась сетка, построенная по методу Монхорст-Пака [7], размером 2×3×3 k–точек. Расчеты проводились на моноклинной ячейке (группа симметрии C2/m), состоящей из 42 атомов (24 атома Ga и 18 атомов Fe).

Проведенные расчеты показали, что основным состоянием при T=0 является ФМ, в котором все магнитные моменты атомов Fe упорядочены параллельно друг другу. Самое вы-

годное антиферромагнитное коллинеарное состояние имеет энергию выше ФМ на 1.66 мэВ/атом. Расчеты также показали, что энергия неколлинеарного состояния со случайной конфигурацией магнитных моментов имеет энергию выше, чем ФМ состояние всего лишь на 4.5×10^{-4} мэВ/атом. Это говорит о том, что неколлинеарная фаза типа НВСП может быть выгодна по сравнению с ФМ фазой при конечных температурах, что и наблюдается в экспериментах. Определен равновесный угол моноклинной решетки. Он составляет 106.09°. В исследуемой решетке имеется четыре типа атомов железа. Магнитные моменты этих атомов в ФМ состоянии, соответственно, равны 2.213, 2.052, 1.873 и 1.785 μ_B.

На рис. 1 показана зависимость магнитного момента сплава в ФМ состоянии от гидростатического давления. Видно, что магнитный момент уменьшается при увеличении давления. Такая зависимость требует экспериментального подтверждения.

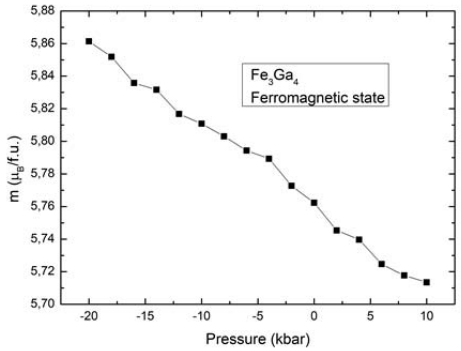
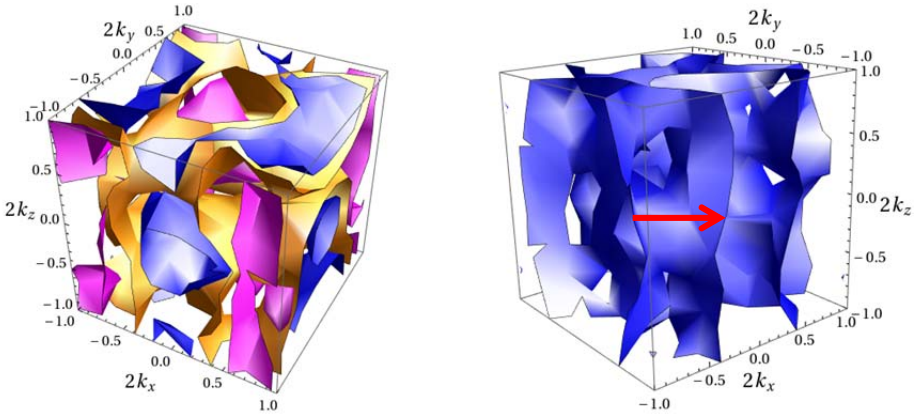


Рис. 1. Зависимость магнитного момента сплава Fe_3Ga_4 от давления в ФМ состоянии

Исследования зависимости магнитного момента от наличия дефектов типа «антисайт» показали, что он также уменьшается с увеличением давления.

На рис. 2 показана поверхность Ферми сплава Fe_3Ga_4 для ФМ состояния. Ясно видно, что на поверхности Ферми имеются участки с нестинговым поведением.



а) б))

Рис. 2. Поверхность Ферми сплава Fe_3Ga_4 для спина «вверх» (а) и «вниз» (б). Стрелкой, для примера, показаны участок поверхности с нестинговым поведением

С помощью программного пакета SPR-KKR рассчитаны обменные интегралы сплава

Fe_3Ga_4 в ФМ состоянии, которые приведены на рис. 3 для давлений 0 кбар и 5 кбар.

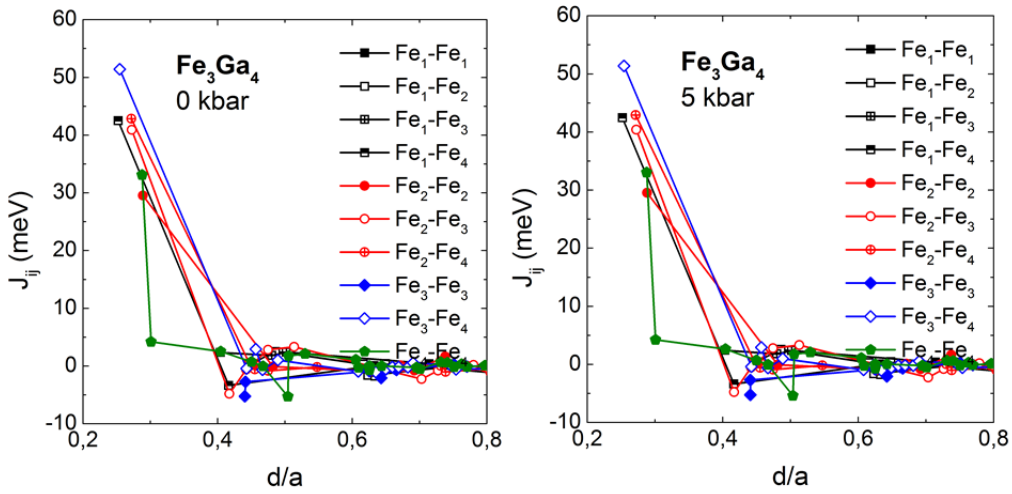


Рис. 3. Обменные интегралы между атомами железа в сплаве Fe_3Ga_4

Видно, что давление такой величины оказывает незначительное влияние на величину обменных взаимодействий.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Челябинской области в рамках научного проекта № 20-42-74003\20 (расчеты обменных интегралов) и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках госзадания № 075-00250-20-03.

Список использованных источников:

1. Mendez J.H. et al. / Phys. Rev. B. – v. 91 – 2015. P. 144409-1-12.
2. Yan Wu et al. / Scientific Reports. – 2018. P. 8:5225.
3. Kresse G., Furthmuller J. / Phys. Rev. B. – v. 54 – 1996. P. 11169.
4. Kresse G., Joubert D. / Phys. Rev. B – v. 59 – 1999. – P. 1758.
5. Ebert H., Ködderitzsch D., Minár J. / Rep. Prog. Phys. – v. 74-2011. – P. 096501.
6. Perdew J.P., Burke K., Enzerhof M. / Phys. Rev. Lett. – v. 77 – 1996. – P. 3865.
7. Monkhorst H.J., Pack J.D. / Phys. Rev. B. – v. 13 – 1976. P. 5188.

УДК 537.9

ОБРАТНЫЙ МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГЕКСАГОНАЛЬНЫХ ПОЛУГЕЙСЛЕРОВЫХ СПЛАВАХ

Вальков В.И.
д.ф.-м.н. профессор, зав. отделом магнитных и резонансных свойств твердого тела, Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Головчан А.В.
к.ф.-м.н., доцент, заместитель директора, Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина

Митюк В.И.
к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ГО "НПЦ НАН Беларуси по материаловедению"

Маширов А.В.
к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова

Аннотация. *В полугейслеровых сплавах типа ММ`X (M, M` переходный металл, X-Si, Ge, Sn) с высокотемпературной гексагональной кристаллической структурой обратный магнитокалорический эффект (ОМКЭ) достигает максимального значения вблизи температуры магнитного фазового перехода порядок-порядок. Для описания таких переходов предложена модель, учитывающая зависимость обменных параметров от конфигурации всех атомов элементарной ячейки в присутствие внутреннего пространственно-периодического магнитного поля(ВП-ПМП), ортогонального эффективному обменному полю. Введение ВП-ПМП позволило описать изменение не только типа магнитного порядка, но и намагниченности насыщения в новой фазе. При этом деформация ячейки как целого допустима, но играет второстепенную роль.*
Ключевые слова: *магнитоструктурные переходы, гелимагнетизм, обратный магнитокалорический эффект.*

INVERSE MAGNETOCALORIC EFFECT IN HEXAGONAL HALF-HEUSLER ALLOYS

Valkov V.I.
Dr.Sc., professor, head of Department of magnetic and resonant properties of solid bodies, Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Golovchan A.V.
Ph.D., docent, deputy director, Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Mitsiuk V.I.
Ph.D., senior researcher, SSPA Scientific-Practical Material Research Centre of NAS of Belarus

Mashirov A.V.
Ph.D. senior researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS

Abstract. *In semi-Heusler alloys of the MM`X-type (M, M` transition metal, X-Si, Ge, Sn) with a high-temperature hexagonal crystal structure, the inverse magnetocaloric effect (IMCE) reaches its maximum value near the temperature of the order-order magnetic phase transition. To describe such transitions, the model is proposed that takes into account the dependence of the exchange parameters on the configuration of all atoms of the unit cell in the presence of an internal spatially periodic magnetic field (IS-PMF) orthogonal to the effective exchange field. The introduction of the IS-PMF made it possible to describe the change not only in the type of magnetic order, but also in the saturation magnetization in the new phase. In this case, the deformation of the cell as a whole is permissible, but plays a secondary role.*
Keywords: *magnetostructural phase transitions, helimagnetism, inverse magnetocaloric effect.*

Нестехиометрические твердые растворы из семейства $MM^{*}X$ сплавов $Ni_{1-x}Co_xMnGe_{1.05}$[2], $Ni_xMn_{1.9-x}Ge$[3] относятся к системам в которых магнитные фазовые переходы(ФП) из ферромагнитной(FM) в гелимагнитную(НМ) фазу реализуются как магнитоструктурные ФП 1-го рода. При этом, высокотемпературная FM фаза обладает гексагональной решеткой типа Ni_2In(группа $P6_3/mmc$), а низкотемпературной НМ фазе соответствует ромбическая структура типа TiNiSi(группа P_{nma}). Именно эти магнитные ФП порядок-порядок могут обеспечивать существование значительного ОМКЭ. Для теоретического анализа подобных магнитоструктурных переходов используем модель, в которой спонтанное появление ромбической симметрии и соответствующей конфигурации атомов в кристаллической решетке связано с замораживанием оптических колебаний атомов Ni ниже температуры T_t^0 [4]. Согласно [4], термодинамический потенциал (ТП) структурно-упругой подсистемы имеет вид

$$\begin{aligned}\Omega_1(Q_0,\sigma,e_1,e_2)=&\frac{N_0}{2}V_0\left(Q^2{}_0+\sigma\right)+\frac{N_0}{4}\left(\gamma Q_0^4+6Q_0^2\sigma+3\sigma^2\right)+\\&+\frac{N_0}{6}\Gamma\left(Q_0^6+15Q_0^4\sigma\ +45Q_0^2\sigma^2+15\sigma^3\right)-\frac{1}{2}N_0Q_0^2v_0\left(1+L_1e_1,+L_2e_2\right)-T\frac{k_B}{2}N_0\ln\sigma+\\&+\tfrac{1}{2}e_1^2/\kappa_1+\tfrac{1}{2}\left(e_2\right)^2/\kappa_2+Pe_1-T\left(\alpha e_1/\kappa_1\right)\end{aligned}\quad(1)$$

где Q_0=<Q_n>-среднее тепловое значение локальной нормальной координаты мягкой моды Q_n, вычисленное в приближении смещенного гармонического осциллятора и описывающее замороженное коллективное смещение ионов Ni_1,Ni_2 $\left\langle U_{nz}^{Ni1,2}\right\rangle$ в n-той элементарной ячейке [7] при структурном переходе $P6_3/mmc(Q_0=0)\leftrightarrow P_{nma}(Q_0\neq0)$; Q_0-является параметром структурного порядка; $\sigma=\left\langle\left[Q_n-\left\langle Q_n\right\rangle\right]^2\right\rangle$-дисперсия; Зависимость фурье-компоненты парного взаимодействия между мягкими модами различных ячеек $v_0\left(e_1,e_2,\right)=\sum_{n'}v_{nn'}=v_0\left(1+L_1e_1,+L_2e_2\right)$ от объемных (e_1) и ромбических (e_2) деформаций учитывает связь фононной подсистемы со статическими деформациями кристалла, возникающими под действием внешнего давления P; $\alpha,\left(1/\kappa_1\right)$- объемные коэффициент температурного расширения (сжимаемость).

Термодинамический потенциал Ω_2, включающий спиновую подсистему, можно представить в виде суммы ТП структурной $\Omega_1\equiv\Omega_1\left(Q_0,\sigma,e_1,e_2\right)$ и спиновой $\Omega_2\equiv\Omega_2\left(\hat{\mathbf{H}}(\S)\right)$ подсистем $\Omega=\Omega_1+\Omega_2$. В качестве спинового гамильтониана $\hat{\mathbf{H}}(\S)$, допускающего гелимагнитное упорядочение с волновым вектором $\mathbf{q}=\left[0.0,q_a\right]$, используют модель Гейзенберга. Связь между структурно-упругой и спиновой подсистемами вводится через

зависимость фурье-компонент интегралов обменного взаимодействия $J(\mathbf{q},e_1,Q_0)$ от упругих деформаций и структурной конфигурациивсех атомов, определяемой параметром структурного порядка Q_0. При таком подходе, однако, невозможно учесть изменение намагниченности насыщения при изменении объема, кристаллической структуры и типа магнитного порядка, которые очевидно могут иметь место в реальности и при использовании более адекватного первопринципного описания. При Гейзенберговском подходе с локализованными спинами это невозможно поскольку функция Бриллюэна $B_s\left[X(y,e_1,Q_0)\right]$, определяющая в приближении среднего поля(ПСП) величину y - параметра магнитного порядка $y=B_s\left[X(y,e_1,Q_0)\right]$ вне зависимости от конечных значений величин e_1,Q_0 стремится к 1. Для исправления этой ситуации использована модифицированная форма $\hat{\mathbf{H}}_o(\hat{\mathbf{s}})$, которая позволяет моделировать изменение величины намагниченности насыщения при фиксированном собственном значении s оператора спина $\hat{\mathbf{s}}$. Для этого кроме внешнего однородного магнитного поля $\mathbf{H}_0$ добавлено внутреннее пространственно-периодическое поле (ВП-ПП)($\mathbf{O}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}$-ортогональное среднему локальному обменному полю(СЛОП) $\mathbf{h}_n^k$.

$$\hat{\mathbf{H}}_o(\hat{\mathbf{s}})=-\sum_{nk,n'k'}J_{nn'}^{kk'}\,\hat{\mathbf{s}}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}\hat{\mathbf{s}}_{\mathrm{n}'}^{\mathrm{k}'}-2\mu_0\mathbf{H}_0\sum_{ni}\hat{\mathbf{s}}_n^k-\sum_{ni}\mathbf{O}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}\hat{\mathbf{s}}_n^k \qquad (2)$$

В приближении среднего поля (ПСП) (3) преобразуется к виду $\hat{\mathrm{H}}_{\mathbf{h}}(\mathrm{s})=-\sum_{nk}\boldsymbol{\Delta}_n^k\,\hat{\mathbf{s}}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}\equiv-\sum_{nk}\left(\mathbf{h}_n^k+\mathbf{O}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}\right)\hat{\mathbf{s}}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}$ при условии $\mathbf{O}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}\mathbf{h}_n^k=\mathbf{w}_n^k\mathbf{u}_n^k\mathrm{O}h=0$; O,h,H_0-модули ВП-ПМП $\mathbf{O}_{\mathrm{n}}^{\mathrm{k}}$, СЛОП $\mathbf{h}_n^k$ и внешнего однородного $\mathbf{H}_0=[0,0,H_0]$ полей; $\sum_n=N_0,\sum_{n,k}=N$ -число элементарных ячеек и число магнитоактивных атомов (Mn) в единице объема, μ_0 -магнетон Бора.

Спиновый ТП в ПСП $\Omega_M=\left\langle\hat{\mathrm{H}}(\mathrm{s})-\hat{\mathrm{H}}_{\mathbf{h}}(\mathrm{s})\right\rangle_{\hat{\mathrm{H}}_h}-Nk_BT\ln z(X)=\Omega_2\left(\hat{\mathbf{H}}_h(\hat{\mathbf{s}})\right)$ имеет вид

$$\Omega_M(y)=Ns^2\left[J(\mathrm{q_a})\sin^2(\theta)+J(0)\cos^2(\theta)\right]y^2-Nk_BT\ln z(X) \qquad (3a)$$

$$z(X)=\left[sh\left(1+(2s)^{-1}\right)X\right]/\,sh\left[(2s)^{-1}X\right],\ X=\beta s\sqrt{h^2+\mathrm{O}^2} \qquad (3b)$$

$$h=\left[2s\ y\left[J(\mathrm{q}_a)\sin^2(\vartheta)+J(0)\cos^2(\vartheta)\right]+2\mu_0H_0\cos\vartheta\right] \qquad (3c)$$

$$J(\mathrm{k})=J(k_a)=J_0(Q_0,e_1)+J_1(Q_0,e_1)\cos\Psi+J_2(Q_0,e_1,)\cos2\Psi \qquad (3d)$$

$$J(0)=J_0(Q_0,e_1)+J_1(Q_0,e_1)+J_2(Q_0,e_1) \qquad (3e)$$

ϑ -угол между направлением $\mathbf{u}_n^k$ локальной оси $\mathbf{h}_n^k$ квантования и направлением внешнего поля $\mathbf{H}_0$; $\Psi=\mathrm{k}_a\pi$ и 2Ψ -углы между средними значениями спинов $\left\langle s_n^i\right\rangle$ атомов, расположенных в ближайших ферромагнитных слоях гексагональной ячейки, перпендикулярных $\mathbf{q}=[0.0,q_a]$. При моделировании систем, в которых гелимагнитное состояние соответствует ромбической фазе и в которой реализуется последовательность спонтанных магнитных и магнитоструктурных переходов PM(hex)↔FM(hex)↔HM(orth) необходимо выполнение условий $T_C>T_t=T_N>T_t^0$ для температур Кюри (T_C), Нееля(T_N) и температур структурных переходов (спонтанного – T_t^0 и индуцированного магнитным порядком-T_t). Эти условия дополняются определенными требованиями для $\cos\Psi,\cos\theta$. В этом случае может возникнуть ситуация взаимообусловленности гелимагнитной и ромбической фаз, что приводит к следующим магнитным и магнитокалорическим особенностям, рис.1, рис.2.

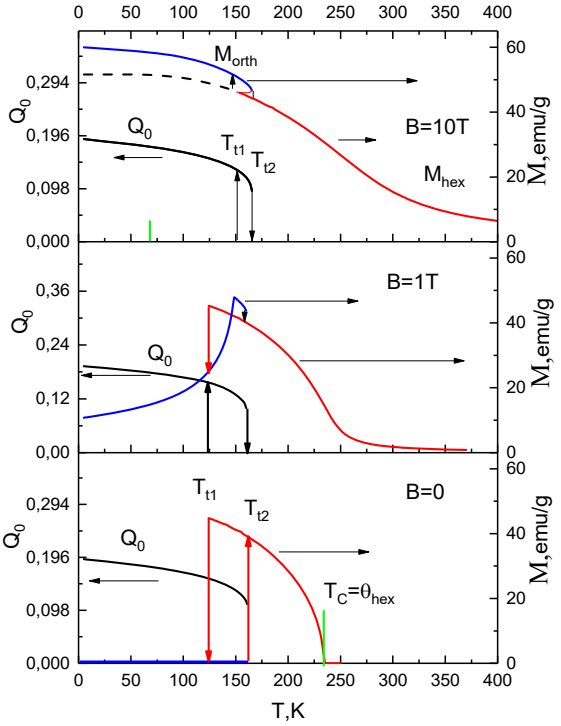


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности $M(T)$ и параметра структурного порядка $Q_0(T)$ при переходах PM(hex)↔FM(hex)↔HM(orth) для $sO/k_B = 462.5K$ (теория)

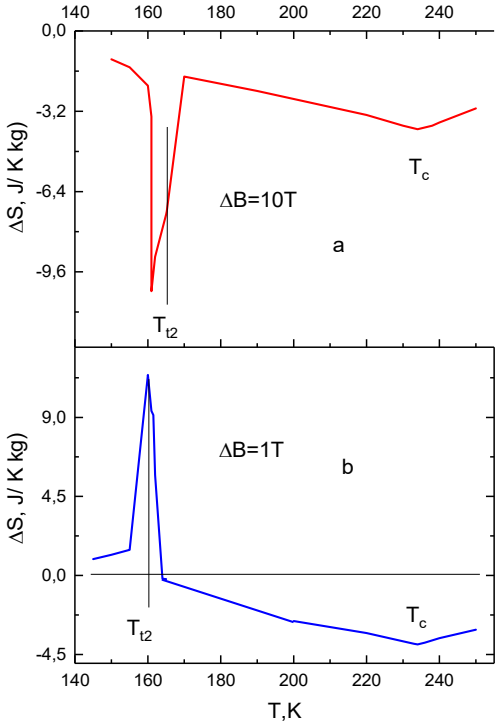


Рис. 2. Изменение типа МКЭ при возрастании индукции магнитного поля в области температуры магнитоструктурного перехода порядок-порядок FM(hex)↔HM(orth) (a). При температуре магнитного разупорядочения T_C МКЭ всегда прямой и возрастает при увеличении B(b).

Исследование выполнено при финансовой поддержке БРФФИ и РФФИ в рамках научного проекта №Т20Р-204 и № 20-58-00059, соответственно.

Список использованных источников:

1. Мория Т., Спиновые флуктуации в магнетиках с коллективизированными электронами / М.: Мир. – 1988. – 288с.
2. Zhang C., Wang D et al. The magnetostructural transformation and magnetocaloric effect in Co doped $MnNiGe_{1.05}$ alloys / J.Phys.D:Appl.Phys. – V.43. – 2010. – P.205003
3. C. L. Zhang, D. H. Wang, Q. Q. Cao, Z. D. Han, H. C. Xuan et al. Magnetostructural phase transition and magnetocaloric effect in off-stoichiometric $Mn_{1.9-x}Ni_xGe$: Appl. Phys. Lett. – V.93. – 2008. – P.122505.
4. Вальков В.И., Головчан А.В., Коледов В.В., Тодрис Б.М., Митюк В.И. Скачкообразные процессы магнитного разупорядочения, стимулированные магнитным полем в системах со структурной неустойчивостью / ФТТ. – 2020. – Т. 62, № 5. – С. 710-718.

УДК 543.429.3:544.178:544.163.3

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НА ЯДРАХ ^{57}Fe МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ И СВЕРХТОНКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ В МУЛЬТИФЕРРОИКАХ $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ (x = 0.05, 0.1, 0.15)

Гапочка А.М.

м.н.с., Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Соболев А.В.

доцент, Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Русаков В.С.

проф., Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Глазкова Я.С.

с.н.с., Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Губайдулина Т.В.

ассистент, Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Матцнев М.Е.

инженер, Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Белик А.А.

г.н.с., Национальный институт материаловедения, Цукуба, Япония

Пресняков И.А.

зав.лаб., Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия

Аннотация. *Представлены результаты детальных мессбауэровских исследований на ядрах ^{57}Fe замещенных мультиферроиков $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ (x = 0.05, 0.1, 0.15) в широком диапазоне температур, включающем температуры магнитных фазовых переходов. Установлено, что при низких температурах образуется несоразмерная ангармоническая пространственная спин-модулироанная структура (ПСМС) циклоидного типа с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость» и высоким значением параметра ангармонизма. С повышением температуры для составов с x = 0.10 и 0.15 происходит переход от ангармонической ПСМС к коллинеарному антиферромагниному упорядочению G-типа, для состава с x = 0.05 циклоидная структура сохраняется, но с высокой степенью ангармонизма. В области существования ангармонической ПСМС получены температурные зависимости эффективной константы магнитной анизотропии. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие оказывает сильное влияние на величину и знак эффективной константы магнитной анизотропии, роль этого взаимодействия растет с увеличением содержания Co.*

Ключевые слова: *мессбауэровская спектроскопия, мультиферроики, фрустрирвоанные магнитные взаимодействия, оксиды железа, неколлинеарные спиновые конфигурации*

^{57}Fe MOSSBAUER INVESTIGATIONS OF MAGNETIC STRUCTURE AND HYPERFINE INTERACTIONS IN MULTIFERROICS $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ (x = 0.05, 0.1, 0.15)

A.M. Gapochka

junior researcher, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

A.V. Sobolev

assistant professor, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

V.S. Rusakov

professor, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

I.S. Glazkova

senior researcher, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

T.V. Gubaidulina

assistant, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

M.E. Matsnev

engineer, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

A.A. Belik

chief researcher, National Institute for Materials Science, Tsukuba, Japan

I.A. Presniakov

head of the laboratory, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Annotation. *The results of detailed Mössbauer studies on ^{57}Fe nuclei of substituted multiferroics $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ (x = 0.05, 0.1, 0.15) in a wide temperature range, including the temperature of magnetic phase transitions, are presented. It was found that at low temperatures, incommensurate spatial spin-modulated structure (SSMS) of the cycloidal type with magnetic anisotropy of the «easy plane» type and a high degree of anharmonicity is formed. With an increase in temperature for compositions with x = 0.10 and 0.15, there is a transition from anharmonic SSMS to collinear antiferromagnet ordering of the G-type; for a composition with x = 0.05, the cycloidal structure remains, but with a high degree of anharmonicity. In the region of existence of an anharmonic SSMS, the temperature dependences of the effective constant of magnetic anisotropy are obtained. It is shown that the spin-orbit interaction has a strong influence on the magnitude and sign of the effective magnetic anisotropy constant, and the role of this interaction increases with increasing Co content.*

Keywords: *Mössbauer spectroscopy, multiferroics, frustrated magnetic interactions, iron oxides, non-collinear spin configurations*

Среди мультиферроиков I рода феррит висмута $BiFeO_3$ занимает особое место с его высокими температурами сегнетоэлектрического и магнитного переходов. Однако, при высокой степени спонтанной поляризуемости, намагниченность и магнитоэлектрические связи в нем значительно меньше значений, необходимых для применения. В этом соединении существует пространственная спин-модулированная структура (ПСМС) циклоидного типа, которая препятствует проявлению магнитоэлектрических эффектов. В последние годы было установлено, что частичное замещение атомов Fe другими атомами переходных 3*d*-элементов, не уменьшая в существенной степени высокие температуру Нееля и сегнетоэлектрическую температуру Кюри, разрушает циклоидную магнитную структуру, приводит к заметному улучшению его магнитных свойств и появлению линейного магнитоэлектрического эффекта. В настоящей работе представлены результаты проведенных мессбауэровских исследований на ядрах ^{57}Fe замещенных ферритов $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ (x = 0.05, 0.10, 0.15) в диапазонах температур, включающих температуры магнитных фазовых переходов. Анализ мессбауэровских спектров, полученных в магнитоупорядоченной области

температур, впервые проводился в рамках модели несоразмерной ангармонической спиновой модуляции (ASM) циклоидного типа [1].

Характерные мессбауэровские спектры ядер ^{57}Fe в $BiFe_{1-x}Co_xO_3$, измеренные значительно ниже температур Нееля, представляют собой шесть неоднородно уширенных асимметричных резонансных линий (см. Рис. 1). При модельной расшифровке спектров замещенных ферритов использовалась суперпозиция нескольких парциальных спектров, которые соответствовали атомам железа Fe(n), в первой катионной координационной сфере которых расположены $n = 0, 1, 2, \ldots$ примесных атомов Co с наиболее вероятными конфигурациями $\{(6-n)Fe^{3+}; nCo^{3+}\}$.

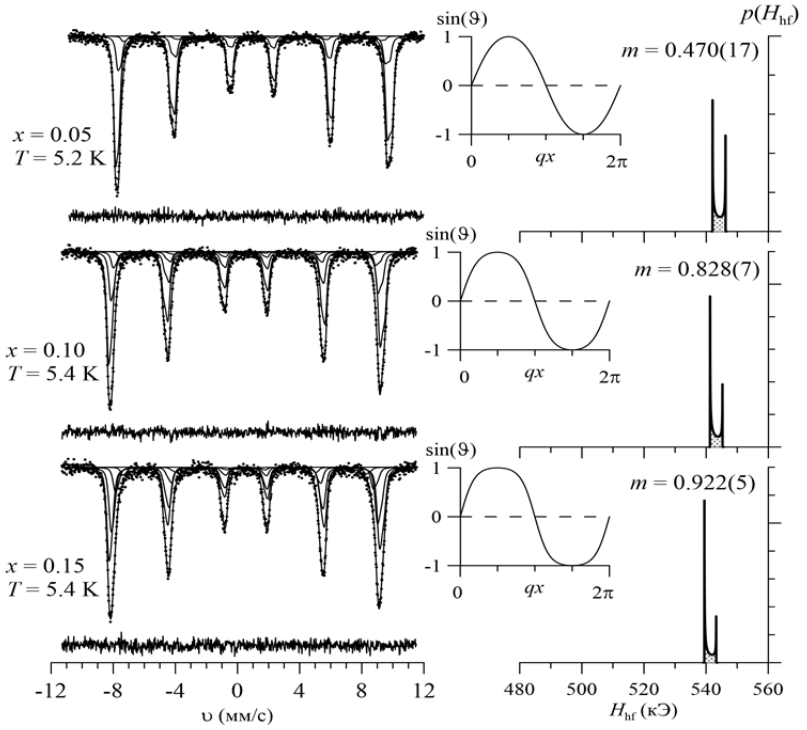


Рис. 1. Результат расшифровки низкотемпературных спектров ядер ^{57}Fe в $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ в рамках модели ангармонической спиновой модуляции (ASM). Слева представлены экспериментальные спектры и их модельные огибающие, справа – распределения $p(H_{hf})$ сверхтонких магнитных полей H_{hf}, полученные в рамках модели для атомов железа с 6 атомами Fe в первой катионной координационной сфере. На вставках – форма ангармонической спиновой волны в виде зависимости sin(ϑ) от координаты x атомов Fe вдоль направления спиновой волны ($q = 2\pi/\lambda$ – волновое число).

Все парциальные спектры атомов Fe(n) соответствовали модели единой ангармонической спиновой волны (ASM), в которой принимают участие спины всех атомов Fe в мультиферроике. При этом сдвиги, квадрупольные смещения, анизотропные поля и параметры ангармонизма m для этих парциальных спектров принимались одинаковыми, а изотропные поля предполагались разными [2]. Анализ зависимостей относительных интенсивностей парциальных спектров ядер ^{57}Fe в замещенных ферритах $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ от числа n атомов Co в ближайшем катионном окружении атома Fe показал, что примесные атомы Co входят в структуру феррита висмута $BiFeO_3$ и их распределение по позициям атомов Fe близко к случайному. В результате расшифровки спектров удалось также показать, что замещение атома Fe на атом Co в ближайшем катионном окружении атома Fe приводит к уменьшению изотропного сверхтонкого магнитного поля (на 10 ± 2 кЭ при 5.2 K), что указывает на низко- или среднеспиновое состояние примесных ионов Co^{3+}. Форма ангармонической спиновой волны и характер распределения $p(H_{hf})$ сверхтонкого магнитного поля H_{hf}, полученные в результате расшифровки в рамках модели ASM (Рис. 1), показывают, что при низких температурах в исследованных мультиферроиках образуется несоразмерная

ангармоническая ПСМС циклоидного типа с магнитной анизотропией типа «легкая плоскость».

Наилучшее описание низкотемпературных спектров (Рис. 1) получается только при достаточно больших значениях параметра ангармонизма m, показанных на Рис. 2а. Видно, что параметр m резко увеличивается с ростом температуры и стремится к своему максимально возможному значению, равному 1. Для составов с x = 0.1 и 0.15 параметр $m(T)$ достигает предельного значения и практически не зависит от температуры, а для состава с x = 0.05 параметр ангармонизма $m(T)$ приближается к предельному значению, но не достигает его (см. вставку на Рис. 2а). Следовательно, можно утверждать, что с повышением температуры для составов с x = 0.10 и 0.15 происходит переход от ангармонической ПСМС к коллинеарному антиферромагниному упорядочению G-типа, а для состава с x = 0.05 ПСМС циклоидная структура сохраняется, но с высокой степенью ангармонизма.

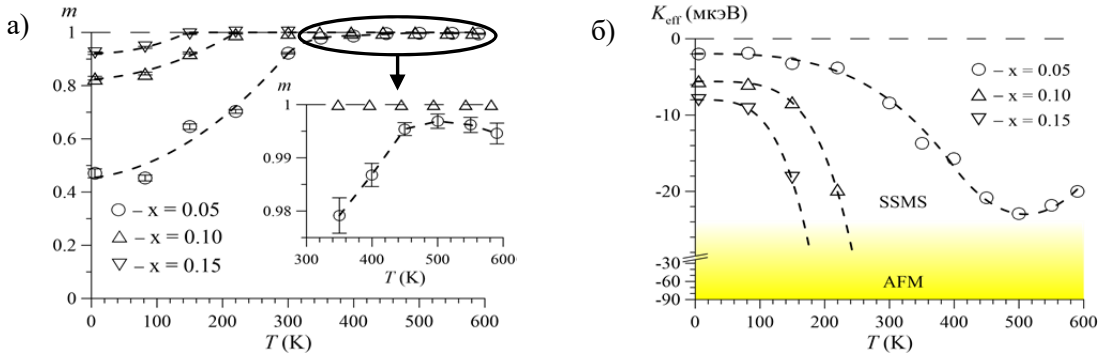


Рис. 2. Температурные зависимости параметра ангармонизма m спиновой модуляции (а) и эффективной константы магнитной анизотропии K_{eff} (б) для замещенных ферритов $BiFe_{1-x}Co_xO_3$.

Используя значения параметра ангармонизма спиновой волны m, а также параметров антиферромагнитного взаимодействия между ближайшими (J_1) и следующими соседними (J_2) ионами Fe^{3+}, можно определить модуль эффективной константы магнитной анизотропии [2]:

$$|K_{\text{eff}}| = 4\frac{a_{\text{h}}^2(J_1-4J_2)}{\lambda^2}mK^2(m), \qquad (1)$$

где a_{h} – параметр элементарной ячейки феррита висмута в плоскости $(001)_{\text{h}}$, λ – период модуляции вдоль направления $[110]_{\text{h}}$ спиновой волны, $K(m)$ – полный эллиптический интеграл первого рода. Знак константы K_{eff} определяется типом магнитной анизотропии, установленным в результате анализа мессбауэровских спектров, который для замещенных ферритов $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ (x = 0.05, 0.10, 0.15) – отрицательный (анизотропия типа «легкая плоскость». В результате, в области существования ангармонической ПСМС удалось получить температурные зависимости эффективной константы магнитной анизотропии для исследованных замещенных ферритов $BiFe_{1-x}Co_xO_3$ (см. Рис. 2а).

Эффективная константа одноосной магнитной анизотропии K_{eff} в общем случае включает в себя диполь-дипольный вклад K_{dip} и одноионный вклад K_{SI}, обусловленные магнитным диполь-дипольным и спин-орбитальным взаимодействиями соответственно, а также, при наличии анизотропного взаимодействия Дзялошинского – Мории, как в нашем случае, вклад K_{DM}. Используя типичные для чистого $BiFeO_3$ параметры, мы расчитали вклады K_{dip} и K_{DM} [2], что позволило оценить вклад от спин-орбитального взаимодействия K_{SI}, которое оказывает сильное влияние на величину и знак эффективной константы одноосной магнитной анизотропии K_{eff}, причем роль этого взаимодействия растет с увеличением содержания Co в $BiFe_{1-x}Co_xO_3$.

Список использованных источников:

1. Matsnev M.E., Rusakov V.S. // AIP Conference Proceedings **1622**, 40-49 (2014).
2. Sobolev A.V., Rusakov V.S., Gapochka A.M., Glazkova I. S., Gubaidulina T. V. Matsnev M. E., Belik A.A., and Presniakov I.A. // Phys. Rev. B, **101**, 224409 (2020).

УДК 538.955

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОКАЛОРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА $MnNi_{0.85}Co_{0.15}Ge_{1.05}$

Грибанов И.Ф.
к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Головчан А.В.
к.ф.-м.н., доцент, заместитель директора, Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина

Сиваченко А.П.
к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Ковалев О.Е.
инженер, Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина

Ныркov Н.Ю.
инженер, Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина

Митюк В.И.
к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ГО "НПЦ НАН Беларуси по материаловедению"

Маширов А.В.
к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ИРЭ РАН им. В.А. Котельникова

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитокалорических материалов, перспективных для магнитного охлаждения в области криогенных температур. Приведены данные по конкретному сплаву и затронуты проблемы улучшения его функциональных характеристик.*
Ключевые слова: *магнитокалорический эффект, магнитоструктурные переходы*

MAGNETIC AND MAGNETOCALORIC PROPERTIES OF THE $MnNi_{0.85}Co_{0.15}Ge_{1.05}$ ALLOY

Gribanov I.F.
Ph.D., senior researcher, Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Golovchan A.V.
Ph.D., docent, deputy director, Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Sivachenko A.P.
Ph.D., senior researcher, Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Kovalev O.E.
Engineer , Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Nirkov N.Yu.
Engineer , Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Mitsiuk V.I.
Ph.D., senior researcher, SSPA Scientific-Practical Material Research Centre of NAS of Belarus

Mashirov A.V.
Ph.D. senior researcher, Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of RAS

Abstract. *The present work is devoted to the study of magnetocaloric materials that are promising for magnetic cooling in the cryogenic temperature range. The data on a specific alloy are given and the problems of improving its functional characteristics are touched upon.*
Keywords: *magnetocaloric effect, magnetostructural phase transitions.*

Сплавы системы $MnNi_{1-x}Co_xGe_{1,05}$ относятся к «зеленым» магнитокалорическим материалам, в которых при определенных условиях реализуются магнитоструктурные переходы порядок – порядок , сопровождаемые гигантским магнитокалорическим эффектом (МКЭ) [1]. Другой особенностью указанных сплавов является существование в некотором диапазоне концентраций кобальта двух магнитных фазовых превращений последовательно реализуемых при охлаждении, а именно: изоструктурного перехода из парамагнитного (ПМ) в ферромагнитное (ФМ) состояние и далее из ферромагнитного в антиферромагнитное (АФ) состояние (см. работу [1] и ссылки, приведенные в ней). Низкотемпературное превращение является фазовым переходом первого рода и сопровождается резким скачком намагниченности и изменением структуры от высокотемпературной гексагональной типа Ni_2In до низкотемпературной орторомбической типа TiNiSi. Именно с этим переходом связан большой обратный магнитокалорический эффект (ОМКЭ), представляющий интерес для практики ввиду постоянно расширяющейся сферы применения криогенных систем в промышленности, на транспорте, в медицине и т.д.

В настоящей работе исследована возможность понижения температуры магнитоструктурного перехода в сплавах $MnNi_{1-x}Co_xGe_{1,05}$ (в сравнении с [1]) путем расширения диапазона концентраций кобальта до x=0,15. Определена также роль температурной предыстории при синтезе рассматриваемых сплавов в формировании их функциональных свойств. Ниже представлены результаты для сплава с x=0,15, соответствующего нашему краю диапазона концентрации кобальта.

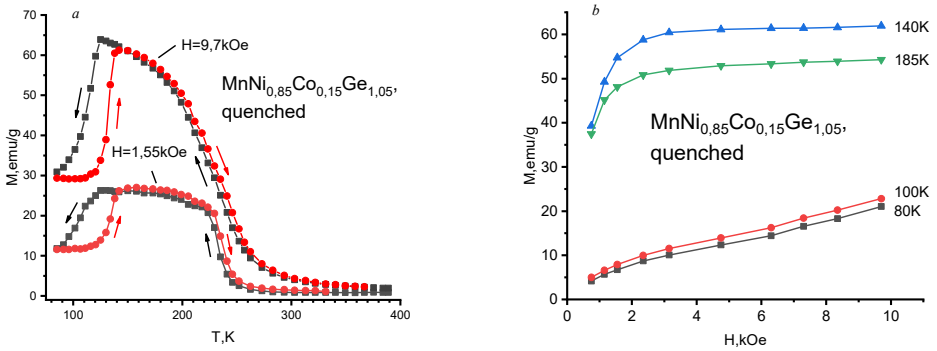


Рис.1 Магнитные характеристики сплава $MnNi_{0,85}Co_{0,15}Ge_{1,05}$, закаленного в воду от температуры гомогенизирующего отжига 800 ^oC. a - температурные зависимости намагниченности в разных магнитных полях; b - кривые намагничивания при разных температурах.

На рис.1 показаны магнитные характеристики исследуемого сплава. Как видим, имеют место два магнитных перехода (ПМ-ФМ и ФМ-АФ) указанного выше типа, аналогичные установленным в [1] для 0,05<x<0,11. Кривые намагничивания четко выявляют ФМ- и АФ-фазы. Температуры этих переходов для x=0,15 хорошо ложатся на продолжение концентрационной T-x диаграммы, приведенной в [1]. Рентгеноструктурный анализ также подтверждает наличие при комнатной температуре гексагональной структуры, установленной для 0,05<x<0,11 [1].

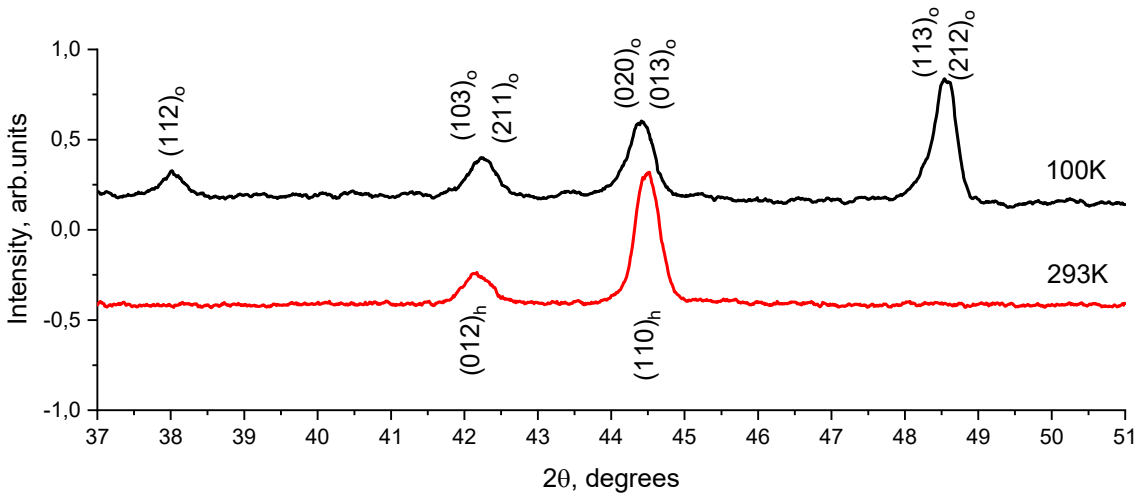


Рис.2. Дифрактограмма сплава $MnNi_{0,85}Co_{0,15}Ge_{1,05}$, снятая при комнатной температуре и при температуре 100К, излучение Cu-K_α.

Влияние термической предыстории при синтезе исследуемых сплавов демонстрирует сравнение магнитных характеристик образцов, закаленных в воду и медленно охлажденных от температуры гомогенизирующего отжига (рис.1 и 3)

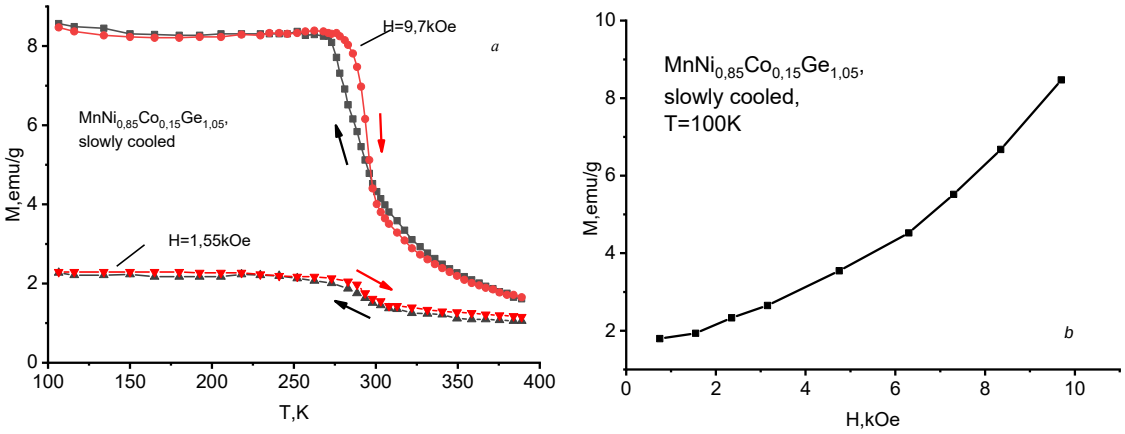


Рис.3 Магнитные характеристики сплава $MnNi_{0,85}Co_{0,15}Ge_{1,05}$, медленно охлажденного от температуры гомогенизирующего отжига 800 °C. a - температурные зависимости намагниченности в разных магнитных полях; b - кривая намагничивания при T=100K.

Как видно из рис.3, быстрое охлаждение образца критически важно для формирования промежуточной ФМ-фазы, низкотемпературного магнитоструктурного перехода ФМ-АФ и соответственно большого магнитокалорического эффекта.

Оценка МКЭ-эффекта в сплаве $MnNi_{0,85}Co_{0,15}Ge_{1,0}$ представлена на рис.4(b). Температурный ход скачка энтропии при намагничивании образца в окрестности фазового перехода ФМ↔АФ определялся стандартным образом с использованием соотношения Максвелла, причем серия изотермических кривых намагничивания получалась при соответствующей обработке серии температурных зависимостей намагниченности, снятых в разных магнитных полях (рис.4a).

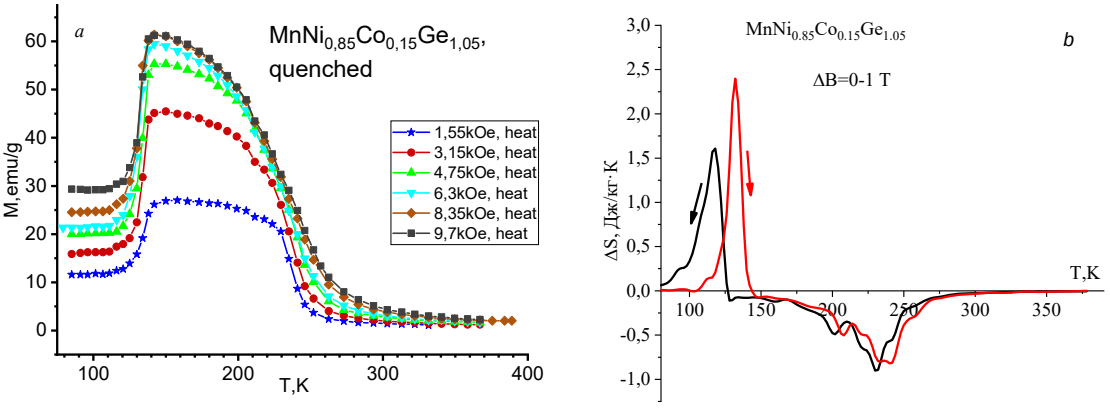


Рис.4. a - серия кривых M(T), снятых при нагреве образца. Аналогичная серия снималась так же при охлаждении образца. b - ОМКЭ в сплаве $MnNi_{0,85}Co_{0,15}Ge_{1,05}$.

Как видно из рис.4b, тенденция к уменьшению ОМКЭ с ростом концентрации кобальта сохраняется. Выяснение причин данного феномена требует дополнительных исследований.

Исследование выполнено при финансовой поддержке БРФФИ и РФФИ в рамках научного проекта №Т20Р-204 и № 20-58-00059, соответственно.

Список использованных источников:

1. Zhang C., Wang D et al. The magnetostructural transformation and magnetocaloric effect in Co doped $MnNiGe_{1.05}$ alloys / J.Phys.D:Appl.Phys. – V.43. – 2010. – P.205003

УДК 669.866'1'74:537.634.2

МАГНИТОСТРИКЦИЯ В НЕСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЯХ $ErFe_2Mn_x$

Инишев А.А.

научный сотрудник, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева

младший научный сотрудник, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Герасимов Е.Г.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева

ведущий научный сотрудник, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Терентьев П.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева

старший научный сотрудник, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Гавико В.С.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева

ведущий научный сотрудник, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Мушников Н.В.

академик РАН, директор института, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева

профессор, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Аннотация. *В работе была изучена магнитострикция новых нестехиометрических соединений $ErFe_2Mn_x$. Измерены продольная и поперечная и определены объемная и анизотропная магнитострикция соединений при температурах 77К и 293К в магнитных полях с напряженностью 18 кЭ.*

Ключевые слова: *магнитострикция, фазы Лавеса, нестехиометрические соединения, $ErFe_2$*

MAGNETOSTRICTION IN NONSTOICHIOMETRIC $ErFe_2Mn_x$ COMPOUNDS

Inishev A. A.

Researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics

Junior Researcher, Ural Federal University

Gerasimov E. G.

PhD, Leading Researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics

Leading Researcher, Ural Federal University

Terentev P. B.

PhD, Senior Researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics

Senior Researcher, Ural Federal University

Gaviko V. S.

PhD, Leading Researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics

Senior Research, Ural Federal University

Mushnikov N. V.

Academician, Director of the Institute, M.N. Miheev Institute of Metal Physics

Professor, Ural Federal University

Annotation. *The magnetostriction of the new non-stoichiometric $ErFe_2Mn_x$ compounds have been investigated. The values of volume magnetostriction and anisotropic magnetostriction of the $ErFe_2Mn_x$ compounds in magnetic field 18 kOe at temperatures 77K and 293K have been determined from of longitudinal and transverse magnetostriction.*

Keywords: *magnetostriction, Laves phases, nonstoichiometric compounds, $ErFe_2$*

Интерметаллические соединения $R\mathrm{Fe}_2$ (R – редкоземельный элемент), кристаллизующиеся в структуру типа MgCu_2 интенсивно исследуются многие десятилетия, поскольку они сочетают в себе относительно простую структуру и уникальные магнитные свойства, такие как магнитокристаллическая анизотропия [1], гигантская магнитострикция [2, 3] и большой магнитокалорический эффект.

Недавно было обнаружено, что существуют новые нестехиометрические соединения $RM_2\mathrm{Mn}_x$ (M – 3d-переходный элемент) со структурой типа MgCu_2 в широком диапазоне концентраций x [4, 5]. В $RM_2\mathrm{Mn}_x$ часть атомов Mn занимает позиции атомов M (16d), оставшаяся часть занимает позиции атомов редкоземельных элементов (8a). В работе [6] было показано, что увеличение концентрации марганца в нестехиометрических соединениях $\mathrm{TbCo}_2\mathrm{Mn}_x$ приводит к значительному увеличению линейной магнитострикции при комнатной температуре, что позволяет рассматривать нестехиометрические соединения как потенциальные перспективные материалы для различных магнитострикционных приложений. Поэтому представляет интерес изучение влияния концентрации марганца на магнитострикцию соединений $\mathrm{ErFe}_2\mathrm{Mn}_x$.

Магнитострикцию в магнитных полях с напряженностью до 18 кЭ, в интервале температур от 77 до 290 К измеряли тензометрическим методом. Использовали малобазные фольговые тензорезисторы типа WK-09-031CF-350 фирмы Micromeasurements

Нестехиометрические соединения $\mathrm{ErFe}_2\mathrm{Mn}_x$ ($x \leq 0.3$) кристаллизуются в кубическую структуру типа MgCu_2. При этом с увеличением содержания марганца температура Кюри монотонно уменьшается от 570К (ErFe_2) до 460К ($\mathrm{ErFe}_2\mathrm{Mn}_{0.3}$).

На рис. 1 приведены зависимости объемной и анизотропной магнитострикций от содержания марганца, вычисленные как:

$$\lambda_a = \lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp} \quad (1)$$

$$\omega = \lambda_{\parallel} + 2\lambda_{\perp} \quad (2)$$

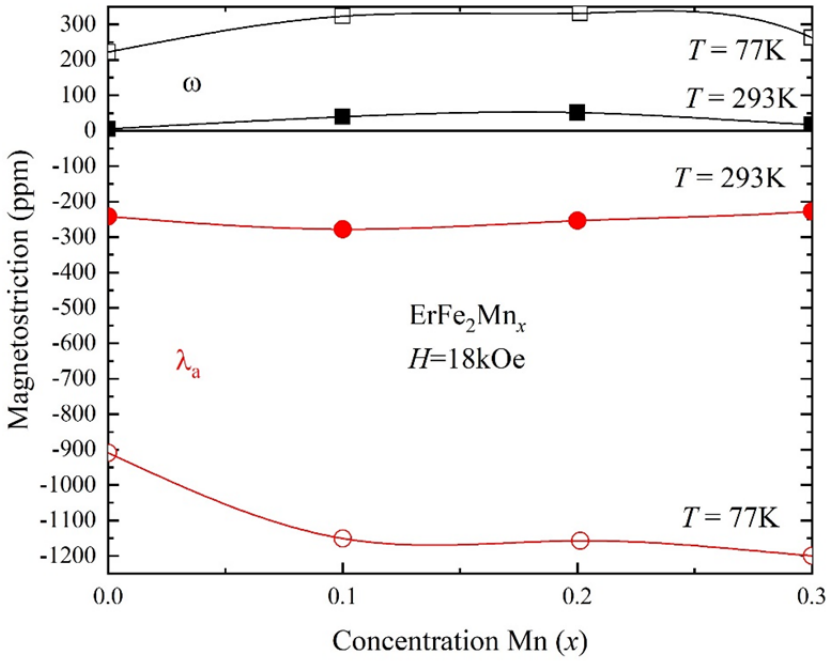


Рис. 1. Концентрационные зависимости объемной магнитострикции (ω) и анизотропной магнитострикции (λ_a) при комнатной температуре (закрытые символы) и при температуре T = 77K (открытые символы) в магнитном поле H = 18кЭ для соединений $ErFe_2Mn_x$

Видно, что с ростом концентрации марганца в $ErFe_2Mn_x$ возрастает как анизотропная, так и объемная магнитострикция при T = 77 K. В соединениях с марганцем наблюдается увеличение объемной магнитострикции при комнатной температуре в 10 раз, по сравнению с бинарным $ErFe_2$.

Возрастание анизотропной магнитострикции с ростом концентрации Mn может быть обусловлено уменьшением магнитной анизотропии соединений с ростом концентраций марганца вследствие того, что марганец частично занимает позиции Er и ослабляет анизотропию редкоземельной подрешетки.

Работа выполнена в рамках государственного задания МИНОБРНАУКИ России (тема «Магнит», № АААА-А18-118020290129-5) при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-42-660008) и правительства Свердловской области.

Список использованных источников:

1. Clark A. E., Belson H. S., Tamagawa N. Magnetocrystalline anisotropy in cubic rare earth-Fe_2 compounds // Phys. Lett. A. – 1972. – № 42. – P. 160-162.
2. Koon N. C., Schindler A. I., Carter F. L. Giant magnetostriction in cubic rare earth-iron compounds of the type RFe_2 // Phys. Lett. – 1972. – № 37. – P. 160-162.
3. Clark A.E. Magnetostrictive RFe_2 intermetallic compounds. – North-Holland Publishing Company, 1979.
4. Gerasimov E.G., Mushnikov N.V., Terentev P.B., Gaviko V.S., Inishev A.A. Magnetic properties of the off-stoichiometric $GdNi_2Mn_x$ alloys //J. Alloys and Compd. – 2013. – № 571. – P. 132-137.
5. Gerasimov E.G., Mushnikov N.V., Inishev A.A., Terentev P.B., Gaviko V.S. Structure, magnetic and magnetothermal properties of the non-stoichiometric $ErCo_2Mn_x$ alloys // J. Alloys and Compd. – 2016. – № 680. – P. 359-365.
6. Gerasimov E.G., Inishev A.A., Terentev P.B., Kazantsev V.A., Mushnikov N.V. Magnetostriction and thermal expansion of nonstoichiometric $TbCo_2Mn_x$ compounds // J. of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – № 523. – P. 167628.

УДК 669.24′74′871:620.181

СТРУКТУРА И ДИЛАТОМЕТРИЧЕСКИЕ АНОМАЛИИ В СПЛАВАХ ГЕЙСЛЕРА НА ОСНОВЕ Ni-Co-Mn-In

Калетина Ю.В.
д.т.н., главный научный сотрудник,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Калетин А.Ю.

к.т.н., старший научный сотрудник,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Герасимов Е.Г.

к.ф.-м.н, ведущий научный сотрудник,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Казанцев В.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Синтезированы и исследованы ферромагнитные сплавы на основе Ni-Co-Mn-In. Методами структурного анализа, электронной микроскопии, дилатометрии и магнитометрии исследованы структурные и магнитные фазовые переходы в сплаве* $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$.

Ключевые слова: *ферромагнитные сплавы, структура, магнитный переход, мартенситное превращение*

STRUCTURE AND DILATOMETRIC ANOMALIES IN HEUSLER ALLOYS BASED ON Ni-Co-Mn-In

Kaletina Yu.V.
Dr.Sc., Chief Researcher
M.N.Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Kaletin A.Yu.

PhD., Senior Researcher
M.N.Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Gerasimov E.G.

PhD., Senior Researcher
M.N.Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Kazantsev V.A.

PhD., Senior Researcher
M.N.Mikheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences

Annotation. *Ferromagnetic alloys based on Ni-Co-Mn-In have been synthesized and investigated. Structural and magnetic phase transitions in the Ni43Co4Mn42In11 alloy have been investigated by the methods of structural analysis, electron microscopy, dilatometry, and magnetometry.*

Keywords: *ferromagnetic alloys, structure, magnetic transition, martensitic transformation*

Сплавы Гейслера относятся к многофункциональным материалам, проявляющим термоиндуцируемый и магнитоиндуцируемый эффект памяти формы, магнитокалорический эффект, большое магнитосопротивление и другие свойства в ходе фазовых превращений, вызванных различными воздействиями [1-5]. Объектом исследования настоящей работы являются магнитоупорядоченные сплавы Гейслера на основе Ni-Mn-In, легированные кобальтом.

С применением методов структурного анализа, дилатометрии и магнитометрии исследованы структурный и магнитный фазовые переходы в сплаве $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$. Сплав был получен методом индукционной плавки в атмосфере аргона и отожжен в вакууме при температуре 1173 К в течение 9 суток.

В высокотемпературной области исследуемый сплав $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$ имеет кубическую кристаллическую решетку аустенита, упорядоченную по типу $L2_1$ фазы. При охлаждении при $T \approx 410$ К в аустените происходит магнитный переход из парамагнитного в ферромагнитное состояние, а затем в ферромагнитном аустените при $T \approx 316$ К наблюдали мартенситное превращение, сопровождающееся перестройкой кристаллической решетки. После этого сплав находится в парамагнитном или антиферромагнитном состоянии.

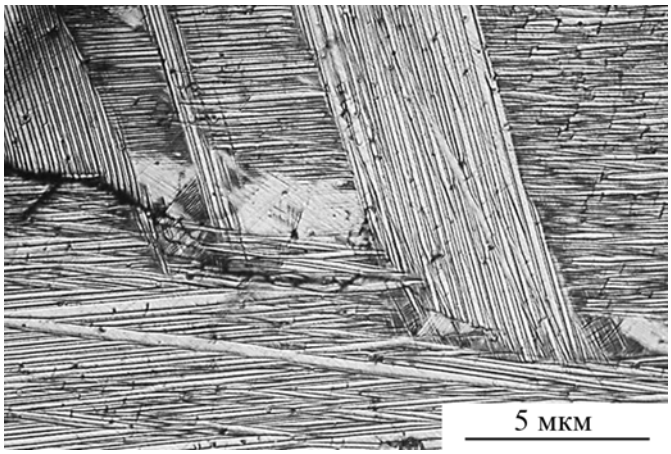


Рис. 1. Микроструктура сплава $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$ после отжига.

На рис. 1 показана структура после отжига. В поликристаллическом состоянии размер зерна изменялся от 500 мкм до 1-2 мм. Структура двухфазная, состоит из аустенитной матрицы - $L2_1$ фазы и мартенсита. На поверхности шлифов сплава $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$ отчетливо выявляется мартенситный рельеф, который представляет собой полосы, сформированные из тонких мартенситных кристаллов с параллельными гранями, а также из кристаллов мартенсита клиновидной формы. В соседних областях мартенситные кристаллы разориентированы друг относительно друга на определенный угол. Электронно-микроскопическое изображение тонкой структуры сплава $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$ представлено на рис. 2. Хорошо видна внутренняя структура

мартенсита. Образующаяся мартенситная фаза упорядочена. В структуре сплава $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$ после отжига наблюдали образование модулированного мартенсита 14*M* с тонкопластинчатой структурой, а также мартенсит другой морфологии – внутренне двойникованный.

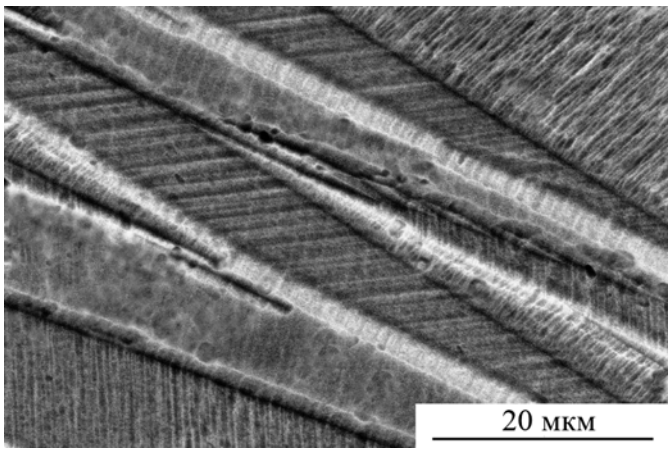


Рис. 2. Структура мартенсита в сплаве $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$.

Анализ тонкой структуры сплава $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$ после отжига показал, что при охлаждении наблюдается прямое мартенситное превращение с образованием модулированного мартенсита 14*M*, имеющего пластинчатую структуру, состоящую из тонких параллельных пластин, ориентированных по плоскостям (001). В этом случае кристаллографический анализ подтвердил, что исходная аустенитная фаза $L2_1$ с учетом превращения $L2_1 \rightarrow 14M$ связана с мартенситом ориентационными соотношениями: $(110)_{L2_1} \| (001)_{14M}$, $[\bar{1}10]_{L2_1} \| [100]_{14M}$ [6, 7]. Однако кроме модулированного мартенсита 14*M* в сплаве образуется также второй тип мартенсита, с внутренне двойникованной структурой, которая принципиально отличается от структуры модулированного мартенсита 14*M* другой габитусной плоскостью.

Дилатометрические измерения выполнены в интервале температур от 80 до 450 К при скорости нагрева образцов 2 К/мин. На температурной зависимости линейного теплового расширения ΔL/L(T) отчетливо видны скачки в области температур, совпадающих с температурами спонтанного мартенситного превращения, определенными с помощью магнитных измерений. В области критических температур магнитного фазового перехода на температурной зависимости ΔL/L при нагреве сплава никаких особенностей не наблюдается. Однако при охлаждении в области температур 343 - 323 К появляется пик, имеющий начало, конец и экстремум, свидетельствующий о присутствии в данном температурном интервале особенностей структурного фазового превращения из аустенита в мартенсит, сопровождающимися увеличением объема образца в процессе охлаждения.

Установлено существование дилатометрических аномалий при прямом и обратном мартенситном превращении в сплаве $Ni_{43}Co_4Mn_{42}In_{11}$. На основе проведенного анализа предполагается, что обнаруженные различия связаны с наличием в исходной структуре различных морфологических и ориентационных типов мартенсита и различающимися механизмами обратимых фазовых переходов этих типов мартенсита в аустенит и обратно. Это подтверждают и структурные исследования образующейся мартенситной структуры, а именно формирование разных морфологических типов мартенсита - тонкопластинчатого модулированного мартенсита 14*M* и внутренне двойникованного мартенсита.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Структура», г.р. № АААА-А18-118020190116-6 при частичной поддержке проекта РФФИ № 20-03-00056.

Список использованных источников:

1. Бучельников В.Д., Васильев А.Н., Коледов В.В., Ховайло В.В., Таскаев С.В., Шавров В.Г. Магнитные сплавы с памятью формы: фазовые переходы и функциональные свойства // УФН. – 2006. – Т. 176. – № 8. – С. 900-906.

2. Kihara T., Xu X., Ito W., Kainuma R., Tokunaga M. Direct measurements of inverse magnetocaloric effects in metamagnetic shape-memory alloy NiCoMnIn // Phys. Rev. B. – 2014. – V. 90. – 214409-6.

3. Buchelnikov V.D., Sokolovskiy V.V. Magnetocaloric Effect in Ni-Mn-X (X=Ga, In, Sn, Sb) Heusler Alloys // Physics of Metals and Metallography. – 2011. – Vol. 112. – No. 7. – P. 633–665.

4. Kaletina Yu.V., Gerasimov E.G., Schastlivtsev V.M., Fokina E.A., Terent'ev P.B. Magnetic Field Induced Martensitic Transformationsin $Ni_{47-x}Mn_{42+x}In_{11}$ Alloys (with $0 \le x \le 2$) // Physics of Metals and Metallography. – 2013. – Vol. 114. – No. 10. – P. 838–844.

5. Kaletina Yu.V., Gerasimov E.G., Terent'ev P.B., Kaletin A.Yu. Martensite Transformation, Magnetotransport Properties, and Magnetocaloric Effect in $Ni_{47}Mn_{42}In_{11}$ Alloy // Physics of the Solid State. – 2019. – Vol. 61. – No. 4. – P. 654–658.

6. Kaletina Yu.V., Kabanova I.G., Frolova N.Yu., Gundyrev V.M., Kaletin A.Yu. Crystallographic Specific Features of the Martensitic Structure of $Ni_{47}Mn_{42}In_{11}$ Alloy // Physics of the Solid State. – 2017. – Vol. 59. – No. 10. – P. 2008–2015.

7. Kaletina Yu.V., Kabanova I.G., Frolova N.Yu., Kaletin A. Yu. Crystal Structure Peculiarities of Martensite in the $Ni_{47}Mn_{42}In_{11}$ Alloy That Underwent Forward and Reverse Phase Transformations // Physics of Metals and Metallography. – 2018. – Vol. 119. – No. 4. – P. 383-387.

УДК 537.622.4

РЕЛАКСАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ FeRh СПЛАВОВ ВБЛИЗИ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Комлев А.С.

магистрант, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Зверев В.И.

кандидат ф-м.н., Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Перов Н.С.

заведующий кафедрой магнетизма физического факультета, д.ф-м.н., профессор, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова

Аннотация. *Работа посвящена изучению роста ферромагнитной фазы сплавов $Fe_{49}Rh_{51}$ вблизи температуры фазового перехода первого рода на объемных образцах и в тонких пленках. В работе рассмотрен новый подход интерпретации релаксационных зависимостей намагниченности при различных фиксированных внешних параметрах (магнитное поле и температура). В результате анализа данных предложена феноменологическая модель, объясняющая динамику роста ферромагнитной фазы как в тонкопленочных системах, так и в объемных сплавах.*

Ключевые слова: *FeRh сплавы, релаксация намагниченности, магнитный фазовый переход первого рода, магнитокалорические материалы*

MAGNETIZATION RELAXATION OF FeRh ALLOYS IN THE VICINITY OF THE AFM-FM PHASE TRANSITION

Komlev A.S.

Master's student, Lomonosov Moscow State University

Zverev V.I.

Ph.D., Lomonosov Moscow State University

Perov N.S.

Head of the Department of Magnetism of the Faculty of Physics, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Lomonosov Moscow State University

Annotation. *This work is devoted to the study of the growth of the ferromagnetic phase of $Fe_{49}Rh_{51}$ alloys near the first-order phase transition temperature on bulk samples and thin films. A new approach to the interpretation of the relaxation dependences of magnetization at various fixed external parameters (magnetic field and temperature) is considered. As a result of the interpretation data analysis, a phenomenological model is proposed that explains the dynamics of the growth of the ferromagnetic phase both in thin-film systems and in bulk alloys.*

Keywords: *FeRh alloys, magnetization relaxation, magnetic first order phase transition, magnetocaloric materials*

Исследование свойств материалов, проявляющих значительный магнитокалорический эффект (МКЭ), в последние несколько десятилетий стало одним из основных направлений физики магнитных явлений [1–3]. Максимум МКЭ наблюдается вблизи фазовых переходов [4,5]. При этом, среди магнитокалорических материалов можно выделить ряд материалов, которые обладают т.н. гигантским МКЭ, который достигается за счет наличия в материале магнитоструктурного фазового перехода. Взаимосвязь между кристаллической решеткой и спиновой подсистемой приводит к резкому изменению намагниченности при фазовом переходе, что и обуславливает аномальные магнитокалорические свойства материалов, в которых наблюдается такой переход. С практической точки зрения необходимы материалы, в которых диапазон температуры магнитного фазового перехода первого рода теоретически определяется до синтеза и последующей обработки, а гистерезис данного перехода минимален. В настоящее время не существует первопринципной теории, с помощью которой можно было бы предсказать магнитокалорические свойства синтезируемого материала. Поэтому задача по определению механизмов, которые ответственны за магнитноструктурное изменения в образце, является актуальной.

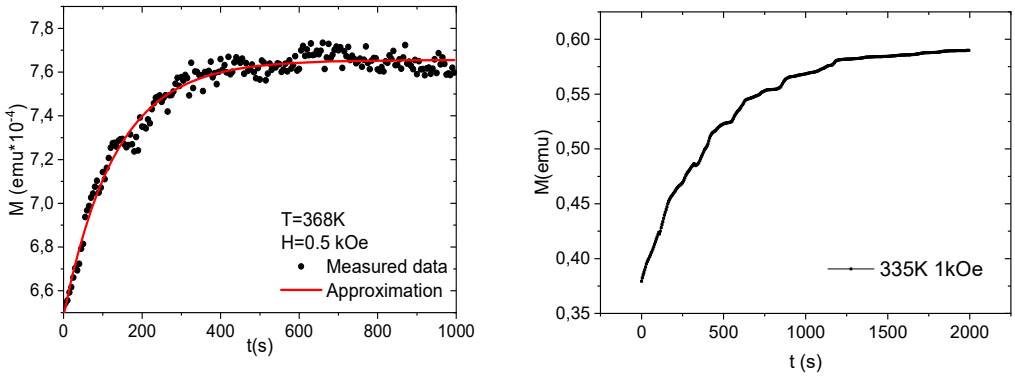
В качестве материала для проведения исследований МКЭ был выбран сплав $Fe_{49}Rh_{51}$, так как он обладает гигантским магнитокалорическим эффектом (около -6 К/Тл) [6] вблизи комнатной температуры, имеет относительно простой элементный состав и не меняет симметрию решетки при фазовом переходе первого рода. Данные критерии позволяют построить простую модель магнитного фазового перехода первого рода. Выбранный сплав давно изучается, и его статические свойства хорошо описаны [7].

В настоящей работе изучаются релаксационные процессы, которые наблюдаются в этом соединении. Они описаны всего лишь в нескольких работах [8–11]. Релаксация намагниченности связана с изменением параметра кристаллической решетки и способна дать дополнительную информацию о динамике фазового перехода в подобных системах. Также стоит отметить тот факт, что фазовый переход в тонкопленочных и объемных образцах будет отличаться в силу наличия размерных эффектов и влияния напряжений от подложки.

В работе были исследованы структурные и магнитные свойства тонкопленочных и объемных сплавов $Fe_{49}Rh_{51}$. Пленка толщиной 56 нм синтезирована методом молекулярно-лучевой эпитаксии на монокристаллической подложке MgO (001), а затем была подвергнута отжигу при температуре 500 С в течении 1,5 часов (Tomoyasu Taniyama (Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8602, Japan)). Объемные сплавы того же состава получены при помощи индукционной и электродуговой плавкой (сплавы были получены Jose Luis Sanchez Llamazares (Instituto Potosino de Investigación Científica y Tecnológica A.C. и A.

Чирковой (TU Darmstadt, Institute for Materials Science, 64287, Darmstadt, Germany), соответственно, с последующим отжигом при температуре 1000 С в течении 48 часов. Образец, который был синтезирован электродуговым методом, является двухфазным. Вторая фаза является парамагнитной гаммой фазой и содержится в образце в количестве 35 % от объема всего сплава. Рентгеноструктурный анализ был проведен на Bruker D8 Discover. Элементный анализ уточнен на SEM Tescan Vega 3 с EDX приставкой. Температурные, полевые и временные зависимости намагниченности исследовались на вибрационном магнитометре LakeShore 7407 Series.

В данной работе впервые были рассмотрены механизмы роста ферромагнитной фазы в тонкопленочных системах и объемных образцах. Анализ роста ферромагнитной фазы проводился на основе результатов измерения температурного гистерезиса намагниченности, релаксации намагниченности, петель гистерезиса при различных температурах. Из-за наличия механической связи пленки с подложкой зарождение и дальнейший рост ферромагнитной фазы начинается на поверхности, затем новая фаза прорастает к интерфейсу [12]. Типичные релаксационные кривые намагниченности для пленочной системы (рис. 1а) и для объемного сплава (рис. 1б) отличаются друг от друга. Наличие характерных ступеней на релаксационной зависимости намагниченности для объемного сплава связано с коллективными эффектами нуклеации и роста ферромагнитной фазы на поверхности сплава. Также стоит отметить, что при дальнейшем увеличении температуры подобные особенности на временных зависимостях исчезают, что обусловлено прорастанием ферромагнитной фазы в объем образца. По полученным данным была сделана оценка толщины приповерхностного слоя (~700 мкм), в котором происходит рост новой фазы до этапа ее дальнейшего распространения в объем. Для того, чтобы отделить процессы нуклеации, роста и объединения ферромагнитных кластеров в образце, были измерены релаксационные кривые намагниченности в образце, который содержит 35 % парамагнитной гамма-фазы (ГЦК). Наличие парамагнитных барьеров, сквозь которые рост ферромагнитных кластеров невозможен, подавляет проявление коллективных эффектов. Сравнение результатов релаксационных зависимостей намагниченности для однофазных и двухфазных образцов позволяет отделить процесс объединения ферромагнитных кластеров от процессов нуклеации и роста. Наблюдаемые результаты, на базе которых была построена модель роста ферромагнитной фазы в объемных сплавах, также способны объяснить различия в поведении температурного гистерезиса для образцов различного размера.



а) б)

Рис. 1. Типичный вид релаксационных зависимостей для (а) тонкой пленки (б) объемного сплава FeRh

Авторы благодарят Jose Luis Sanchez Llamazares (Instituto Potosino de Investigación Científica y Tecnológica A.C.), Tomoyasu Taniyama (Nagoya University, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya 464-8602, Japan) и Алису Чиркову (TU Darmstadt, Institute for Materials Science, 64287, Darmstadt, Germany) за предоставление синтезированных образцов. Работа АК выполнена при поддержке Фонда теоретической физики и математики “БАЗИС”.

Список использованных источников:

1. Pecharsky V.K. et al. Thermodynamics of the magnetocaloric effect // Phys. Rev. B. 2001. Vol. 64, № 14. P. 144406.
2. Tishin A.M., Gschneidner K.A., Pecharsky V.K. Magnetocaloric effect and heat capacity in the phase-transition region // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 59, № 1. P. 503–511.
3. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The Magnetocaloric Effect and its Applications. CRC Press, 2003. 494 p.
4. Liu J. et al. Giant magnetocaloric effect driven by structural transitions // Nat Mater. 2012. Vol. 11, № 7. P. 620–626.
5. Zarkevich N.A., Zverev V.I. Viable Materials with a Giant Magnetocaloric Effect: 9 // Crystals. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2020. Vol. 10, № 9. P. 815.
6. Nikitin S.A. et al. The magnetocaloric effect in Fe49Rh51 compound // Physics Letters A. 1990. Vol. 148, № 6–7. P. 363–366.
7. Gimaev R.R. et al. Peculiarities of Magnetic and Magnetocaloric Properties of Fe–Rh Alloys in the Range of Antiferromagnet–Ferromagnet Transition // Phys. Metals Metallogr. 2020. Vol. 121, № 9. P. 823–850.
8. Feng Y. et al. Time dependent nature of first order magnetostructural transition in FeRh // Journal of Alloys and Compounds. 2012. Vol. 538. P. 5–7.
9. Feng Y., Fukuda T., Kakeshita T. Time dependent nature of first order antiferro–ferro magnetostructural transition in Fe0.45Rh0.45Pd0.1 alloy // Journal of Alloys and Compounds. 2013. Vol. 577, Supplement 1. P. S52–S55.
10. Manekar M., Chattopadhyay M.K., Roy S.B. Glassy dynamics in magnetization across the first order ferromagnetic to antiferromagnetic transition in Fe0.955Ni0.045Rh // J. Phys.: Condens. Matter. IOP Publishing, 2011. Vol. 23, № 8. P. 086001.
11. Manekar M., Roy S.B. Nucleation and growth dynamics across the antiferromagnetic to ferromagnetic transition in (Fe0.975Ni0.025)50Rh50: analogy with crystallization // J. Phys.: Condens. Matter. IOP Publishing, 2008. Vol. 20, № 32. P. 325208.
12. Komlev A.S., Karpenkov D.Y., et al. Ferromagnetic phase nucleation and its growth evolution in FeRh thin films // Journal of Allloys and Compounds, 2021 accepted for publishing

УДК 537.9

3D МАГНИТНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА АНТИФЕРРОМАГНИТНОГО МЕТАЛЛА ErB_{12} С ДИНАМИЧЕСКИМИ ЗАРЯДОВЫМИ СТРАЙПАМИ

Красиков К.М.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, *Москва, Россия*

Глушков В.В.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, *Москва, Россия*

Демишев С.В.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, *Москва, Россия*

Богач А.В.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, *Москва, Россия*

Шицевалова Н.Ю.
Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ, Киев, Украина

Филипов В.Б.
Институт проблем материаловедения им. И.М. Францевича НАНУ, Киев, Украина

Случанко Н.Е.
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, *Москва, Россия*

Аннотация. *В работе исследуется природа возникновения анизотропии зарядового транспорта и появления большого количества магнитных фаз в высокосимметричном ГЦК антиферромагнетике ErB_{12}. Из анализа восстановленной 3D магнитной фазовой диаграммы сделан вывод о том, что динамические флуктуации электронной плотности (зарядовые страйпы) ответственны за подавление непрямого обмена Рудермана-Киттеля-Касуя-Йосиды (РККИ) между ближайшими ионами Er^{3+} вдоль направлений ⟨110⟩.*

Ключевые слова: *Анизотропия магнетосопротивления, фазовая диаграмма, РККИ-обмен*

Наличие нескольких одновременно активных взаимодействий в сильно коррелированных электронных системах (СКЭС) часто приводит к формированию сложных, многокомпонентных фазовых диаграмм. Хорошо известными примерами таких СКЭС являются оксиды Mn, называемые манганитами, и ВТСП купраты, которые демонстрируют большое разнообразие различных фаз и фазовых переходов. Такая конкуренция взаимодействий различной природы приводит к формированию пространственно неоднородных фаз и может быть чрезвычайно полезной на практике, вызывая гигантский отклик системы на слабые внешние возмущения. Обычно эффекты, возникающие в СКЭС, тяжело анализировать, так как помимо множества различных конкурирующих взаимодействий большинство материалов имеет сложный химический состав и низкую симметрию кристаллической структуры.

В работе в качестве модельной СКЭС был выбран додекаборид $Er^{11}B_{12}$, который, несмотря на относительно простую гранецентрированную кубическую (ГЦК) решетку, имеет фрустрированное антиферромагнитное основное состояние (температура Нееля T_N=6.7K) в сочетании с электронным фазовым расслоением. Недавно в реперном немагнитном соединении LuB_{12} было установлено понижение симметрии с образованием полос динамического заряда (страйпов) вдоль осей ⟨110⟩ [1]. Такие квантовые колебания

электронной плотности предположительно являются следствием динамического кооперативного эффекта Яна-Теллера на кластерах $[B_{12}]^{2-}$ и должны наблюдаться и в ErB_{12}, поскольку этот эффект связан с неустойчивостью борной подрешетки, и не зависит от выбора редкоземельного (РЗ) иона. Недавно в близких по свойствам антиферромагнетиках HoB_{12} (T_N=7.4K) [2] и $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ (T_N=5.7K) [3] была обнаружена сильнейшая анизотропия магнетосопротивления в форме “мальтийского креста”, которая является крайне нетипичной для этих высокосимметричных ГЦК кристаллов.

Поскольку магнитная фазовая диаграмма RB_{12} (R – Ho, Er, Tm) сильно зависит как от величины, так и от направления внешнего магнитного поля **H**, в работе были выполнены прецизионные измерения магнетосопротивления (МС) при практически произвольных ориентациях вектора **H** в кристалле, которые позволили восстановить трехмерную (3D) магнитную фазовую H-φ-θ диаграмму антиферромагнитного металла $Er^{11}B_{12}$ при температуре T=2K. Измерения проводились на оригинальной автоматизированной установке в ОНТиКТ ИОФ РАН, позволяющей в эксперименте вращать образец вокруг токовой оси во внешнем магнитном поле до 80кЭ. Измерения проведены на 3-ех образцах $Er^{11}B_{12}$ с различными токовыми ориентациями (**J**||[100], **J**||[110] и **J**||[111]), которые были вырезаны из одного монодоменного монокристалла.

Полученные в работе угловые зависимости магнетосопротивления при изменении магнитного поля в плоскости (110) представлены на рис.1a. Резкие особенности связаны с ориентационными фазовыми переходами. На рис.1b-c приведены угловые и полевые зависимости МС в цилиндрических и полярных (проекция на плоскость (110)) координатах. По расположению особенностей на кривых $\Delta\rho/\rho(H,\varphi)$ была восстановлена фазовая диаграмма в координатах H-φ (рис.1c). Видно, что анизотропия МС преимущественно определяется резко отличающимися характеристиками в трех областях: (i) в области вдоль направлений [100] (направление, перпендикулярное зарядовым страйпам), включающей фазы I и II, (ii) в широком диапазоне углов вблизи направлений [110] (направление зарядовых страйпов) с границей вдоль [111] (фазы III и IV на рис. 1c) и (iii) в широкой окрестности направления [112] (фазы V и VI на рис. 1c).

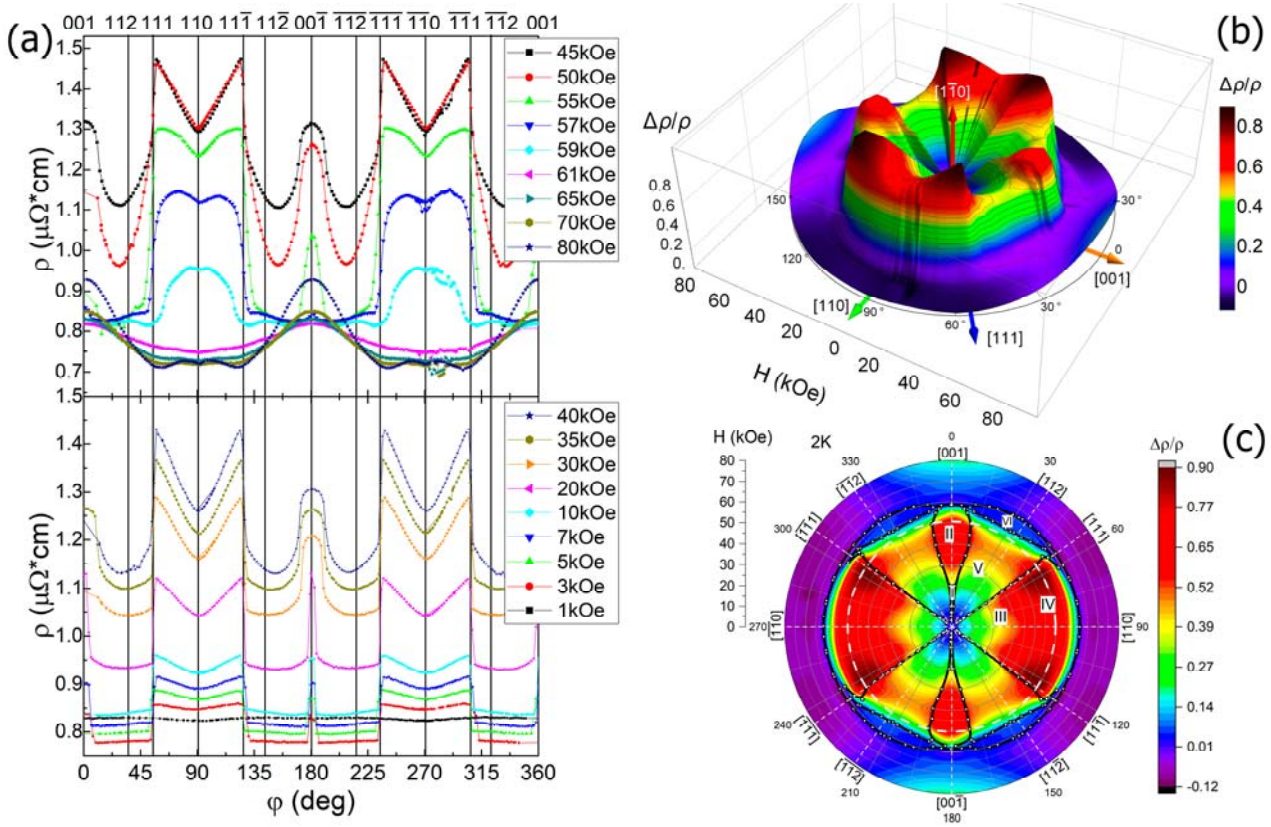


Рис.1. **(a)** Угловые зависимости удельного сопротивления $Er^{11}B_{12}$ при вращении кристалла вокруг токовой оси **J**||[110] во внешнем магнитном поле до 80кЭ при температуре T=2K. Перестроенные угловые и полевые зависимости Δρ/ρ(H,φ) в цилиндрических координатах **(b)** и проекция МС на плоскость (110) **(c)**. Линиями показаны фазовые границы в плоскости (110), римскими цифрами указаны различные магнетоупорядоченные фазы.

Аналогичным образом были получены угловые зависимости при вращении образцов $Er^{11}B_{12}$ вокруг токовых направлений **J**||[100] и **J**||[111]. По характерным особенностям на кривых МС были найдены фазовые границы и восстановлены фазовые H-φ диаграммы в плоскостях (001) и (111) (см. рис. 2). На рис.3a приведены сопоставленные между собой различные плоскости, позволяющие получить сектора трехмерной H-φ-θ магнитной фазовой диаграммы $Er^{11}B_{12}$. Найденные фазовые границы позволяют выделить 3 сектора, практически полностью определяющих фазовую H-φ-θ диаграмму (см. рис. 3b).

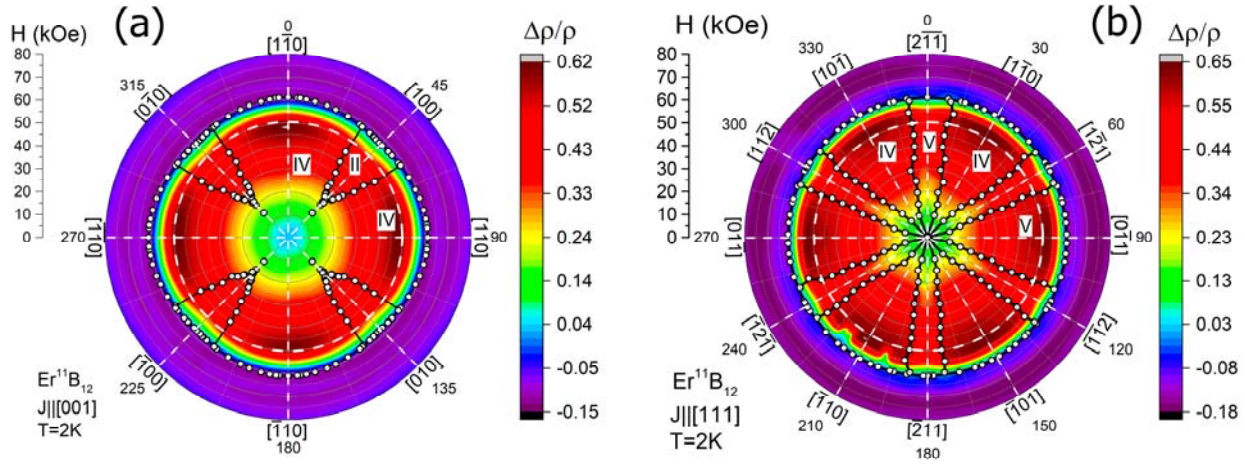


Рис.2. Проекции МС $Er^{11}B_{12}$ на плоскости (001) **(a)** и (111) **(b)** при T=2K, полученные из экспериментов с соответствующими токовыми ориентациями. Фазовые границы показаны точками и линиями, номера фаз приведены римскими цифрами.

Выполненное в работе детальное изучение взаимного расположения фазовых границ показало, что основные сектора фазовой диаграммы (см. рис. 3b) формируются вдоль направлений, перпендикулярных (**H** || [001]) и параллельных (**H** || [110]) динамическим зарядовым страйпам. Столь сильная анизотропия МС в высокосимметричном ГЦК додекабориде ErB_{12} предположительно обусловлена механизмом, связанным с перенормировкой РККИ обменного взаимодействия (непрямой обмен через электроны проводимости), вследствие перераспределения электронной плотности из РККИ осцилляций в динамические зарядовые страйпы.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект №21-12-00186.

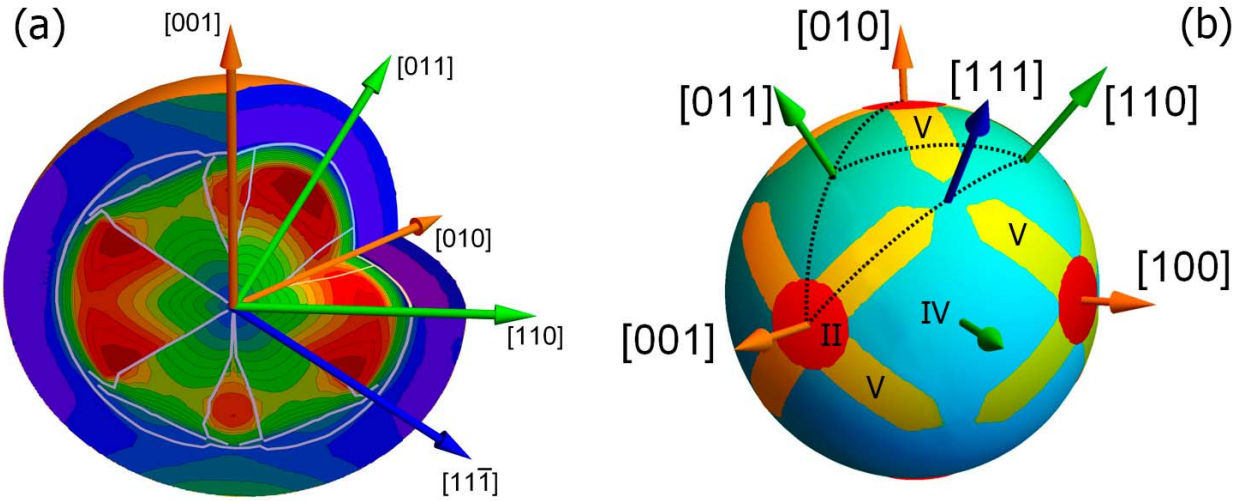


Рис.3. **(a)** Объединенные из различных экспериментов разрезы H-φ-θ фазовой диаграммы ErB_{12} при T=2K; **(b)** представление фазовой H-φ-θ диаграммы (показана проекция фаз и фазовых на сферу H~50 кЭ, см. белый пунктир на рис.1-2). Траектории вращения вектора **H** в МС экспериментах показаны пунктиром, номера фаз обозначены римскими цифрами.

Литература

[1] Bolotina N. B., et al. The lower symmetry electron-density distribution and the charge transport anisotropy in cubic dodecaboride LuB_{12}. J. Phys.: Condens. Matt. **30**, 265402 (2018).
[2] K. Krasikov, et al. Suppression of indirect exchange and symmetry breaking in the antiferromagnetic metal HoB_{12} with dynamic charge stripes. Phys. Rev. B **102**, 214435 (2020).
[3] Khoroshilov A. L., et al. Maltese cross anisotropy in $Ho_{0.8}Lu_{0.2}B_{12}$ antiferromagnetic metal with dynamic charge stripes, Phys. Rev. B **99**, 174430 (2019).

УДК 669-669.2:537.312.62

АНАЛИЗ МАГНИТНОЙ ПОДСИСТЕМЫ СВЕРХПРОВОДНИКОВ $DyRh_4B_4$ и $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$

Лаченков С.А.

к.т.н., в.н.с. ИМЕТ РАН,
Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение Науки Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, г. Москва

Хлыбов Е.П.

д.ф.-м.н., в.н.с. ИФВД РАН,
Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение Науки Институт Физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН, Москва, Троицк, Россия

Кириллова В.М.

к.т.н., с.н.с. ИМЕТ РАН,
Федеральное Государственное Бюджетное Учреждение Науки Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, г. Москва.

Аннотация. *Работа посвящена расчету и анализу магнитной восприимчивости (χ(T)) сверхпроводящих тройных боридов родия - $DyRh_4B_4$ и $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$, имеющих собственную магнитную подсистему. Расчет выполнен в рамках теории Вертхамера, Гельфанда и Хоненберга (ВГХ) с использованием специальных компьютерных программ. Расчетные данные согласуются с результатами эксперимента.*

Ключевые слова: магнитные сверхпроводники, тройные бориды родия, теория ВГХ, магнитная восприимчивость.

ANALYSIS OF THE MAGNETIC SUBSYSTEM OF THE $DyRh_4B_4$ and $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$ SUPERCONDUCTORS

Lachenkov S. A.

PhD., lead.res. IMET RAS,
Federal State Budgetary Institution of Science A. A. Baykov Institute of Metallurgy and Materials Science of the Russian Academy of Sciences, Moscow

Khlybov E. P.

Dr.Sci., lead. res. IFVD RAS,
Federal State Budgetary Institution of Science L. F. Vereshchagin Institute of High Pressure Physics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, Russia

Kirillova V. M.

PhD, senior res. IMET RAS,
Federal State Budgetary Institution of Science A. A. Baykov Institute of Metallurgy and Materials Science of the Russian Academy of Sciences, Moscow

Annotation. *The paper is devoted to the calculation and analysis of the magnetic susceptibility (χ (T)) of superconducting triple rhodium borides - $DyRh_4B_4$ and $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$ having their own magnetic subsystem. The calculation is carried out within the framework of the theory of Werthamer, Gelfand and Honenberg (WGH) using special computer programs. The calculated data are consistent with the results of the experiment.*

Keywords: *magnetic superconductors, triple rhodium borides, WGH theory, magnetic susceptibility.*

С момента открытия тройных боридов родия - соединений с общей химической формулой $RERh_4B_4$ (где RE - редкоземельный металл) прошло около 50 лет [1, 2]. Однако и в настоящее время эти соединения актуальны и востребованы как уникальные объекты для изучения ряда фундаментальных проблем взаимовлияния магнетизма и сверхпроводимости. Особенно интересно то, что у многих тройных боридах родия сверхпроводимость возникает на фоне сформировавшегося магнитоупорядоченного состояния [3]. Наличие в одном соединении двух подсистем - магнитной и сверхпроводящей может приводить к ряду аномалий: возвратной сверхпроводимости [4], изменению характера температурных зависимостей верхнего критического поля [5], парамагнитному эффекту Мейснера [6], отклонению величины энергетической щели от значений предсказываемых теорией [7] и пр. Не так давно было сообщено [8], что магнитная подсистема может влиять на критические токи магнитных сверхпроводников посредством формирования дополнительных магнитных центров пиннинга.

Предметом исследований настоящей работы стал анализ трансформации верхних критических полей $B_{к2}(T)$ под влиянием магнитной подсистемы у соединений системы Y-RE-Rh-B, а также расчет температурной зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ этих объектов на основе теории Вертхамера, Гельфанда и Хоненберга (ВГХ) [3,9].

Сверхпроводящие однофазные образцы составов $DyRh_4B_4$ ($T_к$~4,6 К) и $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$($T_к$~6,0 К) были синтезированы в условиях квазигидростатического сжатия ~ 8 ГПа при температуре от 1800 до 2000 ^{0}C. Соединения, полученные при таких условиях, имели кристаллическую структуру типа $LuRu_4B_4$, которая обеспечивала сочетание сверхпроводимости и магнетизма в пределах одного фазового состояния.

Температурная зависимость критического поля «классического» сверхпроводника (например, олова, свинца) описывается параболой вида: $B_к(T)= B_к(0)\ [1-(T/\ T_к\ )^2]$ [10]. В случае магнитных сверхпроводников - $DyRh_4B_4$ и $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$ ход кривой верхнего критического поля ($B_{к2}(T)$) претерпевает существенные изменения (рис.1(а, в)) и уже не может быть описан «классической» параболой. Важно, что отклонение $B_{к2}$ от стандартного температурного хода в случае$DyRh_4B_4$ и $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$ связано с собственной магнитной подсистемой, которая влияет на сверхпроводящую.

Анализ температурных зависимостей верхних критических полей ($B_{к2}(T)$) магнитных сверхпроводников может быть выполнен в рамках теории (ВГХ) [9]. Эта теория учитывает орбитальные, спиновые парамагнитные эффекты, а также немагнитное и спин-орбитальное рассеяние. Она позволяет построить температурные зависимости магнитной восприимчивости $\chi(T)$ и объяснить особенности аномального хода $B_{к2}(T)$.

Запишем уравнение Вертхамера , Гельфанда и Хоненберга в приближении Фульде и Маки [11]:

$$B_{к2}(T)= B^*_{к2}(T) - M(B_{к2}(T);\ T) -K_1-K_2\cdot[B_{к2}(T)+ B_J\ (B_{к2}(T);\ T)]^{\ 2}\ , \qquad (1)$$

где $B_{к2}(T)$ - реальное критическое поле, $B^*_{к2}(T)$ – орбитальное критическое поле, M(B,T) – намагниченность ионов в сверхпроводящей фазе, $K_1= 3{,}56\cdot \rho_{аг}\cdot B^*_{к2}(T)$, где $\rho_{аг}$ - параметр распаривания Абрикосова- Горькова, $K_2=0{,}227\,\alpha/\lambda_{so}\cdot T_{ко}$, где α - параметр Маки, λ_{so}- параметр спин-орбитального рассеяния, $T_{ко}$ - критическая температура сверхпроводящего перехода при нулевой концентрации магнитных ионов, $B_J = p\cdot M(B,T)$ – обменное поле, где p - константа.

Используя специальную программу, $B_{к2}(T)$ можно аппроксимировать некоторой аналитической функцией f(T), тогда $B_{к2}(T)= f(T)$. Пренебрегая K_1 и принимая: $M(B,T)= \chi(T)\cdot B$; $B^*_{к2}(T) = B^*_{к2}(0)\cdot [1-(T/\ T_к\ )^2]$, уравнение (1) запишется так:

$$f(T)= B^*_{к2}(0) - B^*_{к2}(0)\cdot(T/\ T_к\ )^2\ - \chi\ (T)\cdot f(T)- K_2\ [f(T) + p\cdot \chi\ (T)\ f(T)] \qquad (2)$$

Решив уравнение (2) относительно χ(T), получим выражение (3):

$$\chi = \left\{\left[4K_2 p(1-p)f(T) + 4K_2 p^2 B^*_{k2}(0)(1-(T/T_k)^2)+1\right]^{0.5} - 2K_2 pf(T) - 1\right\} \div 2K_2 p^2 f(T)$$

Зная f(T), выбрав значения $B^*_{к2}(0)$, K_2 и p в разумных пределах и воспользовавшись специальной программой, можно рассчитать зависимость магнитной восприимчивости от температуры χ(T). На рис.1 приведены кривые $B_{к2}(T)$ и расчетные графики χ(T) для $DyRh_4B_4$ и $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$ при различных наборах параметров $B^*_{к2}(0)$, K_2 и p .

Ранее для $DyRh_4B_4$ был установлен фазовый переход ферримагнетик – антиферромагнетик при T~ 2,8 К [7]. Именно с этим переходом связано изменение хода кривых χ(T), наблюдаемое на рис.1(в). Что касается кривых χ(T) на рис.1(г), то для их анализа требуется детальное изучение магнитных свойств соединения $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$.

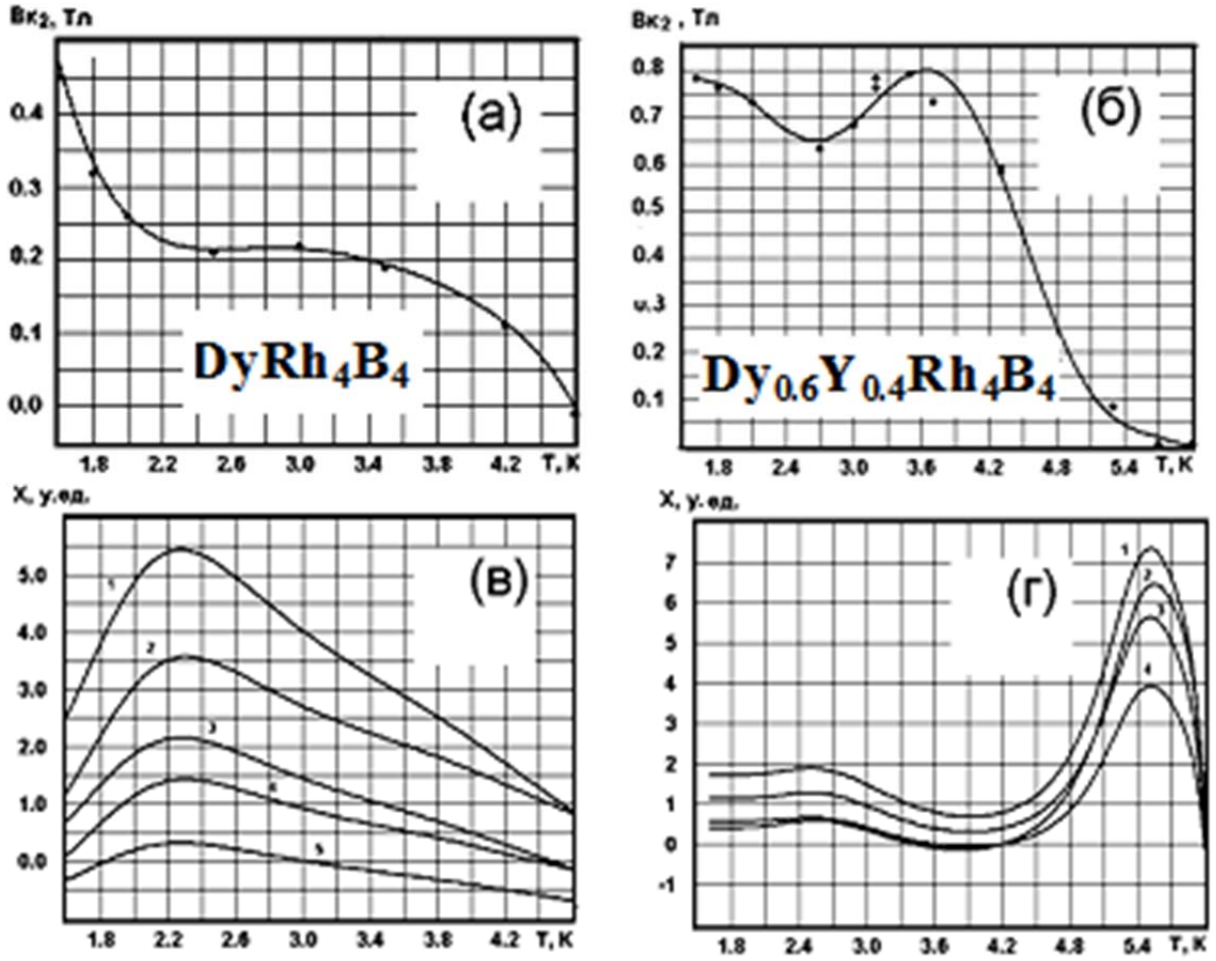


Рис. 1. $B_{к2}(T)$ сверхпроводников: $DyRh_4B_4$ (а); $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$ (б). Магнитная восприимчивость χ (T) для $DyRh_4B_4$ (в) и для $Dy_{0.6}Y_{0.4}Rh_4B_4$ (г). Набор параметров ($B^*_{к2}(0)$,Тл; K_2 ,$Тл^{-1}$;p) для кривых фрагмента (в) : 1 - (2.0;10^{-5};0.5) ; 2 - (2.0;10^{-4};0.5) ; 3 - (1.0;10^{-4};0.5) ; 4 - (1.0;10^{-1};0.5) ; 4 - (0.46;10^{-4} ;0.5); для кривых фрагмента (г):1 - (2.5;10^{-5};0.5) ; 2 - (2.5;10^{-1};0.5) ; 3 - (2.0;10^{-4};0.5) ; 4 - (1.5; 10^{-4};0.5).

Таким образом, проанализировав температурный хода кривых $B_{к2}(T)$ магнитных сверхпроводников, на основе теории (ВГХ), можно получить информацию об особенностях поведения его магнитной подсистемы, даже не проводя измерений его магнитных свойств.

Список использованных источников:

1. Chevrel R., Sergent M., Prigent J. Sur de Nouvelles Phases Sulfurées Ternaires du Molybdène // Solid State Chem. – 1971. – V. 3. – № 4. – P. 515–519.

2. Matthias B. T., Marezio M., Corenzwit E., Cooper A.S., Barz H.E. High-Temperature Superconductors, the First Ternary System // Science – 1972. – V. 175. – № 4029. – P. 1465-1466.

3. Maple M.B., Fischer 0. Superconductivity in Ternary Compounds II. Superconductivity and Magnetism. Springer-Verlag Berlin Heidelberg. New York. 1982. P. 308.

4. Fertig W.A., Johnston D. C., DeLong L. E., McCallum R. W., Maple M. B., Matthias B. T. Destruction of Superconductivity at the Onset of Long-Range Magnetic Order in the Compound $ErRh_4B_4$ // Phys. Rev. Lett. – 1977. – V. 38. – № 17. – P. 987–990.

5. Hamaker H., Woolf L., MacKay H., Fisk Z., Maple M.B. Possible Observation of the Coexistence of Superconductivity and Long-Range Magnetic Order in $NdRh_4B_4$ //Solid State Comm. – 1979. – V. 31. – №3. P.– 139–144.

6. Г. С. Бурханов, С. А. Лаченков, Е. П. Хлыбов . Парамагнитный эффект Мейснера у магнитного сверхпроводника $DyRh_{3,8}Ru_{0,2}B_4$ // Перспективные материалы. – 2020. – №.4. – С.5-10.

7. Бурханов Г.С., Лаченков С.А., Хлыбов Е.П. Особенности фазовых переходов магнитного сверхпроводника $Dy_{0.8}Y_{0.2}Rh_4B_4$ // Металлы. – 2010. – №3. – С.79-83.

8. JungS.-G., KangJ.-H., ParkE. et al. Enhanced Critical Current Density in the Pressure-Induced Magnetic State of the High-Temperature Superconductor FeSe //Scientific Reports. – 2015. – V.5. – P.16385.

9. N. R. Werthamer, E. Helfand, P. C. Hohenberg. Temperature and Purity Dependence of the Superconducting Critical Field, Hc2. III. Electron Spin and Spin-Orbit Effects// Phys. Rev. – 1966. – V.147. – N.1. – P. 295-302.

10. Буккель В. Сверхпроводимость. – Москва. Мир, 1975. – 366 с.

11. P. Fulde, K. Maki. Theory of Superconductors containing Magnetic Impurities// Phys. Rev. – 1966. –V. 141. –P.275-280.

УДК 537.9

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ПОТТСА С ЧИСЛОМ СОСТОЯНИЙ СПИНА $q = 4$ НА ГЕКСАГОНАЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ

Рамазанов М.К.

к.ф.-м.н., зав. лаборатории математического моделирования конденсированных сред, Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Муртазаев А.К.

чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., председатель Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Магомедов М.А.

к.ф.-м.н., зав. сектора биофизики, Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Мазагаева М.К.

аспирант, инженер-исследователь, Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных структур основного состояния, фазовых переходов и термодинамических свойств двумерной антиферромагнитной модели Поттса с числом состояний спина q=4 на гексагональной решетке методом Монте-Карло. Исследования проведены для величины взаимодействия вторых ближайших соседей в диапазоне $0.0 \leq r \leq 1.0$. Построена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей. Проведен анализ характера фазовых переходов.*

Ключевые слова: *фазовая диаграмма, метод Монте-Карло, модель Поттса*

PHASE DIAGRAM OF ANTIFERROMAGNETIC POTTS MODEL WITH THE NUMBER OF SPIN STATES $q = 4$ ON A HEXAGONAL LATTICE

Ramazanov M.K.

PhD in Physics and Mathematics sciences, head of Laboratory for Mathematical Modeling of Condensed Matter, Institute of Physics of the Dagestan Federal Research Center of the RAS

Murtazaev A.K.

Corresponding Member RAS, Doctor of Physical and Mathematical sciences, Chairman of the Dagestan Federal Research Center of the RAS

Magomedov M.A.

PhD in Physics and Mathematics sciences, head of Biophysics Sector, Institute of Physics of the Dagestan Federal Research Center of the RAS

Mazagaeva M.K.

postgraduate student, research engineer, Institute of Physics of the Dagestan Federal Research Center of the RAS.

Annotation. *This work is devoted to the study of the magnetic structures of the ground state, phase transitions, and thermodynamic properties of the two-dimensional antiferromagnetic Potts model with the number of spin states q = 4 on a hexagonal lattice by the Monte Carlo method. The studies were carried out for the value of the interaction of the second nearest neighbors in the range $0.0 \leq r$*

≤ 1.0. A phase diagram of the dependence of the critical temperature on the magnitude of the interaction of the second nearest neighbors is constructed. The analysis of the character of phase transitions is carried out.

Keywords: *phase diagram, Monte Carlo method, Potts model*

При количественном описании фазовых переходов (ФП) и критических явлений в современной физике конденсированных сред используются различные решеточные модели. Модели Изинга, Гейзенберга и Поттса широко применяются для описания физических свойств магнитных материалов [1]. На сегодняшний день, классические модели Изинга и Гейзенберга достаточно хорошо изучены и многие их свойства известны. Иначе обстоит дело с моделью Поттса с числом состояний спина q=4.

Интерес к этой модели обусловлен тем, что значение q=4 является граничным значением интервала $2 \le q \le 4$, где наблюдается ФП второго рода и области значений q>4, в котором наблюдается ФП первого рода. Кроме того, природа ФП и термодинамические свойства для рассматриваемой модели при различных значениях величины взаимодействия вторых ближайших соседей до сих пор не изучены. В связи с этим, нами проводится исследование модели Поттса с числом состояния спина q=4 на гексагональной решетке с учетом взаимодействий первых и вторых ближайших соседей. Исследование рассматриваемой модели на основе современных методов и идей позволит получить ответ на ряд вопросов, связанных с ФП и термодинамическими свойствами низкоразмерных систем с конкурирующими обменными взаимодействиями.

Гамильтониан модели Поттса быть представлен в следующем виде:

$$H = -J_1 \sum_{i,j} \cos\theta_{i,j} - J_2 \sum_{i,k} \cos\theta_{i,k} \ , \qquad (1)$$

где J_1 и J_2 – параметры обменных антиферромагнитных взаимодействий соответственно для первых и вторых ближайших соседей, $\theta_{i,j}$, $\theta_{i,k}$ – углы между взаимодействующими спинами *Si – Sj* и *Si – Sk*.. $r = |J_2/J_1|$ - величина взаимодействия вторых ближайших соседей. В данной работе рассматривается интервал значений $0.0 \le r \le 1.0$.

В настоящее время такие системы на основе микроскопических гамильтонианов успешно изучаются методом Монте-Карло [2,3]. Одним из наиболее эффективных для исследования подобных систем является алгоритм Ванга - Ландау метода Монте-Карло [3], особенно в низкотемпературной области. Поэтому нами, в данном исследовании был использован этот алгоритм. Получены магнитные структуры основного состояния в широком интервале значений величины взаимодействия вторых ближайших соседей. Построена фазовая диаграмма зависимости критической температуры от величины взаимодействия вторых ближайших соседей. Показано, что в интервале $0.1 \le r \le 1.0$ наблюдается фазовый переход первого рода. Для значения r = 0.0 наблюдается сильное вырождение основного состояния, и в системе отсутствует фазовый переход.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научных проектов № 19-02-00153-а.

Список использованных источников:

1. Diep H.T. Frustrated Spin Systems. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., Singapore.– 2004. –P. 624.

2. Masrour R., Jabar A. Magnetic properties of mixedspin-5/2 and spin-2 Ising model on a decorated square lattice: a Monte Carlo simulation // Physica A. –2019. – V. 515. – P. 270–278.

3. Ramazanov M.K., Murtazaev A.K., Magomedov M.A.Phase diagrams and ground-state structures of the Potts model on a triangular lattice // Physica A. – 2019. – V. 521. –P. 543–550.

УДК 538.955

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОСТРИКЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ФАЗ ЛАВЕСА Nd-Tb-Fe

Морозов Д.А.

аспирант, инженер-исследователь,
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

Ганин М.А.

младший научный сотрудник,
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

Михайлова А.Б.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

Политова Г.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

Аннотация. *Целью работы является изучение характеристик материалов с высокими магнитострикционными свойствами, в качестве которых рассмотрены псевдобинарные соединения RFe_2 (R = редкоземельный элемент) с кубической структурой Лавеса. В данном исследовании приведены характеристики структуры и магнитных свойств замещенных сплавов $(Nd,Tb)Fe_2$, выполнено уточнение структуры и определение параметров решетки и фазового состава.*

Ключевые слова: *фазы Лавеса, магнитные фазовые переходы, магнитострикция*

MAGNETIC AND MAGNETOSTRICTIVE PROPERTIES OF LAVES PHASES Nd-Tb-Fe

Morozov D.A.

Postgraduate student, research engineer,
Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science Russian Academy of Science (RAS)

Ganin M.A.

Junior Researcher,
Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science Russian Academy of Science (RAS)

Mikhailova A. B.

Ph. D., Senior Researcher,
Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science Russian Academy of Science (RAS)

Politova G.A.

Ph. D., Senior Researcher,
Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science Russian Academy of Science (RAS)

Annotation. *The aim of the work is to study the characteristics of materials with high magnetostrictive properties, which are considered as pseudobinar compounds of RFe2 (R = rare earth element) with a cubic Laves structure. In this study, the characteristics of the structure and magnetic properties of substituted (Nd, Tb)Fe2 alloys are described, the structure is refined, and the lattice parameters and phase composition are determined.*

Keywords: *Laves phases, magnetic phase transitions, magnetostriction*

Материалы, обладающие высокими магнитострикционными свойствами находят широкое применение в качестве источников ультразвука, приводов и датчиков, работающих в различных средах и в широкой области температур. Псевдобинарные соединения RFe_2 (R = редкоземельный элемент) с кубической структурой Лавеса C15 относятся к таким материалам и интенсивно исследуются с момента обнаружения в них гигантской магнитострикции [1,2].

Наиболее известной магнитострикционной фазой Лавеса является $TbFe_2$, она имеет гигантскую магнитострикцию насыщения ~ 10^{-3} при комнатной температуре (для сравнения, Ni ~ 10^{-5}). Однако данный материал обладает рядом недостатков, например: (1) $TbFe_2$ имеет большую магнитокристаллическую анизотропию (МКА), затрудняющую достижение высоких значений магнитострикции в технически применимых низких магнитных полях; (2) тяжелые редкоземельные элементы (например, Tb, Ho и Dy) недостаточно рентабельны из-за их дефицита. Эти проблемы можно попытаться решить частичным замещением Tb, получив материал с высокой магнитострикционной восприимчивостью в заданном интервале температур. Недавние исследования показали, что поликристаллические соединения на основе Nd обладают относительно небольшой магнитокристаллической анизотропией [3,4]. Минимизация МКА будет происходить в области манито-структурного фазового перехода. Структурные исследования системы $(Nd_xTb_{1-x})Fe_2$ [5] показали, что при содержании x от 0.25 до 0.75 можно наблюдать манито-структурные фазовые переходы. Следовательно, есть надежда на разработку недорогих материалов на основе неодима с гигантской магнитострикционной восприимчивостью.

Целью данной работы являлось изучение структуры и магнитных свойств замещенных сплавов $(Nd,Tb)Fe_2$. Синтез серии сплавов $(Nd_xTb_{1-x})Fe_2$ (x = 0.3, 0.4, 0.5, 0.6, 0.7) проводился методом дуговой плавки в атмосфере аргона при избыточном давлении в камере, равном 1.1 атм. В качестве исходных компонентов использовались металлы высокой чистоты с пониженным содержанием металлических и газообразующих примесей (99,97 мас.%). Синтез проводился прямым сплавлением, исключая побочные примесные эффекты. Для большей однородности образцы переплавлялись три раза.

Съемка дифракционных спектров проводилась в CuKα – излучении при комнатной температуре на рентгеновском дифрактометре "Ultima IV" (Rigaku, Япония) с вертикальным гониометром. Уточнение структуры и определение параметров решетки и фазового состава проведено в программном комплексе MAUD по методу Ритвельда. Намагниченность сплавов измерялась с помощью индукционного магнетометра (ООО "ПМТиК", Россия) в температурном диапазоне 80 – 360 К в магнитных полях до 1.8 Тл. Тензометрическим методом были исследованы магнитострикционные свойства вдоль направления магнитного поля (продольная магнитострикция) и перпендикулярно ему (поперечная магнитострикция) в магнитных полях до 1.2 Тл в интервале температур от 100 до 360 К.

Расчеты показывают, что компенсация МКА в области комнатной температуры достигается при высоком содержании Nd, однако известно [5], что при обычных условиях синтеза интерметаллиды системы $(Nd,Tb)Fe_2$ при высоком содержании Nd не кристаллизуются в кубическую фазу со структурным типом C15. Анализ наших дифракционных данных показал, что с ростом содержания Nd количество фазы RFe_2 уменьшается, в то время как количе-

ство фазы R_2Fe_{17} увеличивается. Так, при x = 0.7 количество фазы R_2Fe_{17} составило 14 %, а состав без тербия кристаллизуется при нормальных условиях в фазу R_2Fe_{17}. В составе с x = 0.5 содержание дополнительной фазы R_2Fe_{17} составляет 8 %. Также в сплавах наряду с основной кубической фазой (C15) образуется и фаза RFe_3, которая устраняется последующим отжигом при температуре 850-900°C в течение недели в вакууме. Во всех синтезированных соединениях были определены параметры элементарной ячейки для основной фазы (C15). Показано, что с увеличением содержания неодима объем элементарной ячейки увеличивается.

Проведенные измерения намагниченности и магнитострикции позволили определить значения данных параметров в интервале температур 100 - 360 К в магнитных полях до 1.8 Тл. Показано, что в составе с x = 0.3 наблюдается минимальное значение намагниченности среди соединений данной системы, что свидетельствует о частичной компенсации магнитных моментов в этом соединении. Наши расчеты, опирающиеся на литературные данные, показали, что в данной системе компенсация магнитного момента при 0 К должна достигаться в составе x ~ 0.5. Намагниченность всех составов в магнитном поле 1.8 Тл близка к насыщению, гистерезис незначительный. Температурные зависимости намагниченности составов с x = 0.4 – 0.6 имеют особенности в области температур 150 – 200 К. По всей видимости, при этой температуре происходит изменение направления оси легкого намагничивания.

Результаты магнитострикционных измерений показали, что для составов с x = 0.4 – 0.6 также наблюдаются особенности в области температур 150 – 200 К. Полученные данные хорошо коррелируют с литературными данными рентгеноструктурного анализа [5]. Величина магнитострикционных деформаций в замещенных составах в поле 1.2 Тл уменьшается в два раза. При T = 150 К в магнитных полях до 0.4 Тл значения магнитострикции замещенных сплавов близки к значениям $TbFe_2$, при этом стоимость замещенных сплавов снижается.

Исследование выполнено в рамках Гос. задания №075-00328-21-00.

Список использованных источников:

1. A. E. Clark, “Magnetostrictive Rare Earth-Fe2 Compounds,” Ferromagnetic Materials, In. E. P. Wohlfarth, Ed., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, Vol. 1, Chapter 7, 1980. – P. 531.

2. N.C. Koon, C.M. Williams, B.N. Das. Giant magnetostriction materials // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1991. – Volume 100, Issues 1–3 – p. 173 – 185.

3. Y.G. Shi, S.L. Tang, Y.J. Huang, L.Y. Lv, Y.W. Du. Anisotropy compensation and magnetostriction in TbxNd1−xFe1.9 cubic Laves alloys // Appl. Phys. Lett. V. 90 – 2007. 142515

4. Y.G. Shi et al. / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. V. 433. 2017. – P. 116–119.

5. Илюшин А.С. Введение в структурную физику редкоземельных интерметаллических соединений. – М.: МГУ, 2005. – 176 с.

УДК 538.9

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНТИФЕРРОМАГНИТНОЙ МОДЕЛИ ИЗИНГА С КОНКУРИРУЮЩИМИ ОБМЕННЫМИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМИ И МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Муртазаев К.Ш.
Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского федерального исследовательского центра РАН
Муртазаев А.К.
д.ф.-м.н., профессор, зав. лаб. вычислительной физики и фазовых переходов института физики ДФИЦ РАН
Рамазанов М.К.
к.ф.-м.н., в.н.с. института физики ДФИЦ РАН
Магомедов М.А.
к.ф.-м.н., с.н.с. института физики ДФИЦ РАН

Аннотация: *Выполнено исследование трехмерной антиферромагнитной модели Изинга на объемно-центрированной кубической решетке с учетом взаимодействия первых и вторых ближайших соседей, а также внешнего магнитного поля. Рассмотрен интервал значений величины магнитного поля 0.0≤H≤6.0. Установлено, что для всех значений магнитных полей в рассмотренном интервале наблюдается фазовый переход второго рода.*
Ключевые слова: *метод Монте-Карло, фазовые переходы, магнитное поле, антиферромагнетик*

PHASE TRANSITIONS IN ANTIFERROMAGNETIC ISING MODEL WITH COMPETING EXCHANGE INTERACTIONS AND A MAGNETIC FIELD

Murtazaev K.Sh.
Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences

Murtazaev A.K.
Dr.Sc., professor, Head of the Laboratory of Computational Physics and Phase Transitions Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences

Ramazanov M.K.
Leading Researcher Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences

Magomedov M.A.
Senior Researcher Institute of Physics, Dagestan Federal Research Center, Russian Academy of Sciences

Abstract: *A study of the three-dimensional antiferromagnetic Ising model on a body-centered cubic lattice is carried out, taking into account the interaction of the first and second nearest neighbors, as well as an external magnetic field. The range of values of the magnetic field value 0.0≤H≤6.0 is considered. It was found that for all values of magnetic fields in the considered interval, a second-order phase transition is observed.*
Key words: *Monte Carlo method, phase transitions, magnetic field, antiferromagnet*

Исследование фазовых переходов (ФП) и критических явлений фрустрированных спиновых систем в настоящее время является одним из наиболее актуальных и сложных задач в области физики конденсированных сред [1,2]. Это связано с тем, что основное состояние системы сильно вырождено при наличии фрустраций. Строго и последовательно

на основе микроскопических гамильтонианов такие системы могут быть изучены методами Монте-Карло (МК) [3-7]. Репличный алгоритм метода МК безусловно является мощным аппаратом для решения таких задач. Поэтому в данном исследовании был использован высокоэффективный репличный обменный алгоритм метода МК.

Гамильтониан антиферромагнитной модели Изинга на объемно-центрированной кубической (ОЦК) решетке с учетом взаимодействия первых и вторых ближайших соседей, а также внешнего магнитного поля имеет следующий вид:

$$\mathrm{H} = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i \cdot S_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (S_i \cdot S_l) - H \sum_{\langle i \rangle} S_i ,$$

где J_1 и J_2 – константы обменного антиферромагнитного взаимодействия первых ($J_1<0$) и вторых ($J_2<0$) ближайших соседей, $S_{i,\,j,\,l} = \pm 1$ – изинговский спин, H- величина магнитного поля (величина магнитного поля приводится в единицах $H/|J_1|$). В данной работе рассматривается случай, когда $r=|J_2|/|J_1|=1.0$.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями и линейными размерами $2\times L\times L\times L=N$, $L=18\div 90$, где L - размер решетки, N — число спинов в системе. Величина значений внешнего магнитного поля менялось в интервале $0.0\leq H\leq 6.0$. Для анализа природы и характера ФП использовались гистограммный метод и метод кумулянтов Биндера [8].

На рисунке 1 видно, что с увеличением значений H наблюдается сдвиг максимумов теплоемкости в сторону более низких температур. Одновременно наблюдается спад абсолютных значений максимумов теплоемкости. Сдвиг максимумов теплоемкости в сторону более низких температур обусловлен тем, что магнитное поле усиливает конкурирующее взаимодействие вторых ближайших соседей. Спад абсолютных значений максимумов теплоёмкости происходит за счет уменьшения флуктуаций.

На рисунке 2 видно, что гистограмма распределения энергии для систем с линейным размером $L=90$ при $H=6.0$ имеет один пик. Это говорит о том, что в системе реализуется ФП второго рода. График построен при критической температуре $T_N=3.510$. Аналогичные гистограммы были построены для всех значений поля в интервале $0.0\leq H\leq 6.0$.

Зависимости кумулянта Биндера U_L от температуры при $H=6$ для разных значений L представлены на рисунке 3. На рисунке видна четко выраженная точка пересечения ($T_N=3.510$), которая является критический температурой и свидетельствует о ФП второго рода.

На рисунке 4 представлена фазовая диаграмма зависимости критической температуры T_N от величины магнитного поля H. Показано, что с увеличением величины магнитного поля в интервале $0.0\leq H\leq 6.0$ температура ФП уменьшается. В рассмотренном интервале значений магнитного поля переход из антиферромагнитной фаза в парамагнитную осуществляется как ФП второго рода.

Выполнено исследование трехмерной антиферромагнитной модели Изинга на объемно-центрированной кубической решетке с учетом взаимодействия первых и вторых ближайших соседей, а также внешнего магнитного поля. Рассмотрен интервал значений величины магнитного поля $0.0\leq H\leq 6.0$. Установлено, что для всех значений магнитных полей в рассмотренном интервале наблюдается фазовый переход второго рода.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90079-аспиранты и № 19-02-00153 –А.

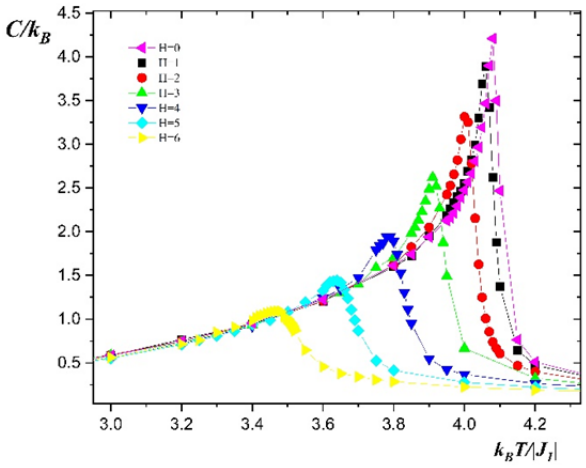


Рис. 1. Зависимость теплоемкости C/k_B от температуры $k_BT/|J_1|$ для разных значений H.

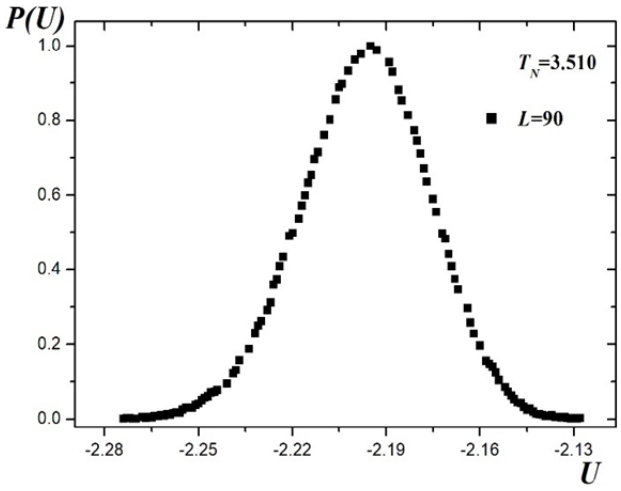


Рис. 2. Гистограмма распределения энергии для H=6.0.

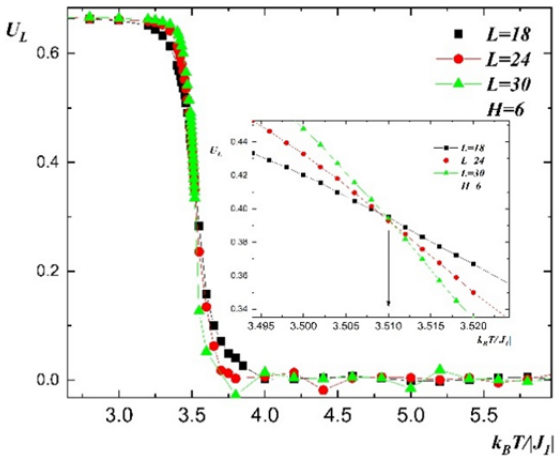


Рис. 3. Зависимость кумулянта Биндера U_L от температуры $k_BT/|J_1|$ для разных L при H=6.

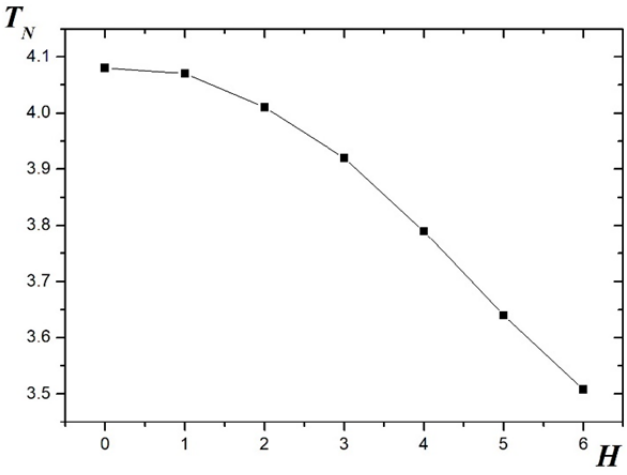


Рис. 4. Фазовая диаграмма зависимости критической температуры T_N от величины магнитного поля.

Список использованных источников

[1] Паташинский А.З., Покровский В.Л. Флуктуационная теория фазовых переходов. Наука, М. (1982).
[2] Ш.Ма. Современная теория критических явлений. Мир, М.(1980).

[3] А.К. Муртазаев, М.К. Рамазанов, Ф.А. Кассан-Оглы, Д.Р. Курбанова. ЖЭТФ. **147, 1** (2015).
[4] F.A. Kassan-Ogly, A. K .Murtazaev, A. K. Zhuravlev, M. K. Ramazanov, A.I. Proshkin // J. Mag. Mag. Mater. **384, 247** (2015).
[5] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К. Письма в ЖЭТФ **101** (2015).
[6] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Бадиев М.К. ЖЭТФ. 142, 2 (2012).
[7] A.K.Murtazaev, M.K.Ramazanov, M.K.Badiev, Physica B: Condensed Matter **476**, 1 (2015).
[8] Муртазаев А.К., Рамазанов М.К., Муртазаев К.Ш., Магомедов М.А., Бадиев М.К. ФТТ **62, 2** (2020).

УДК 550.382.3

ОСОБЕННОСТИ ПЕРЕХОДА СУЛЬФИДОВ ЖЕЛЕЗА ИЗ ФЕРРИ- В АНТИФЕРРО МАГНИТНОЕ СОСТОЯНИЯ

Онуфриенок В.В.

к.ф.-м.н., доцент, Красноярский аграрный университет, Красноярск, Россия

Чжан А.В.

д.ф.-м.н.. зав. кафедрой физики, Красноярский аграрный университет, Красноярск, Россия

Аннотация. Приведены результаты исследований магнитных свойств ферримагнитных сульфидов железа $Fe_{1-n}S$ при различном содержании вакансий железа. В приближении молекулярного поля произведены оценки температурного изменения намагниченности кристаллических подрешеток вблизи температуры Нееля. Проведен сравнительный анализ экспериментальных данных и результатов вычислений.

Ключевые слова: *сульфид железа, пирротин, ферримагнетики, температура Нееля*

FEATURES OF THE TRANSITION OF IRON SULFIDES FROM FERRY- TO ANTIFERRO MAGNETIC STATES

Onufrienok V.V.

Ph.D., Associate Professor, Krasnoyarsk Agrarian University, Krasnoyarsk, Russia

Chzhan A.V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Head of the Department of Physics, Agrarian University, Krasnoyarsk, Russia

Annotation. The results of studies of the magnetic properties of ferrimagnetic iron sulfides $Fe_{1-n}S$ at different contents of iron vacancies are presented. In the molecular field approximation, the temperature changes in the magnetization of the crystal sublattices are estimated near the Néel temperature. A comparative analysis of experimental data and calculation results is carried out.

Keywords: *iron sulfide, pyrrhotite, ferrimagnets, Neel temperature*

Сульфиды железа с общей формулой Fe_{1-n} S, где n- концентрация вакансий Fe, в зависимости от химического состава могут переходить из антиферромагнитного в ферримагнитное состояния [1-3]. Тип расположения вакансий может существенно влиять на суммарную намагниченность, а, следовательно, на магнитные свойства таких соединений. В работе [2]отмечается, что намагниченность сульфидов железа может обращаться в ноль при температуре перехода T_0 (критическая температура), которая находится ниже температуры Нееля. В то же время, температура Нееля для всего интервала составов Fe_{1-n} S ($0 < n < 0.125$) одинакова и равна 320˚С [4, 5]. Резкий спад намагниченности сульфидов железа авторы этих работ объясняют разупорядочением вакансий. Однако в работах [2, 6] такой вывод не нашел экспериментального подтверждения.

Целью настоящей работы является выяснение физических причин изменения температуры перехода от концентрации вакансий катионов. Приведен модельный расчет

изменения намагниченности пирротинов вблизи температуры Нееля, который выполнен в приближении молекулярного поля.

Образцы синтезировались методом сухого синтеза по расчетному количеству исходных компонент при температуре 1000 ˚С. Структура и фазовый состав определялись на дифрактометре ДРОН - 3 с использованием рентгеновского излучения ^{57}Co (K_α). Термомагнитные измерения проводились в вакууме (~ 1 Па) на баллистической установке в магнитном поле напряженностью 1 кЭ. Спектры ЯГР снимались на спектрометре с равноускоренно движущимся источником Cr (Co^{57}) активностью 20 мКи.

Как показано на рис. 1, рост числа катионных вакансий Fe приводит к уменьшению расстояния между катионами в элементарной ячейке пирротинов. При этом, рост содержания серы по отношению к железу от 1,10 до 1,13 приводит к росту критической температуры от 285 до 320 ˚С, которая не меняется при дальнейшем увеличении концентраций вакансий Fe (рис.2).

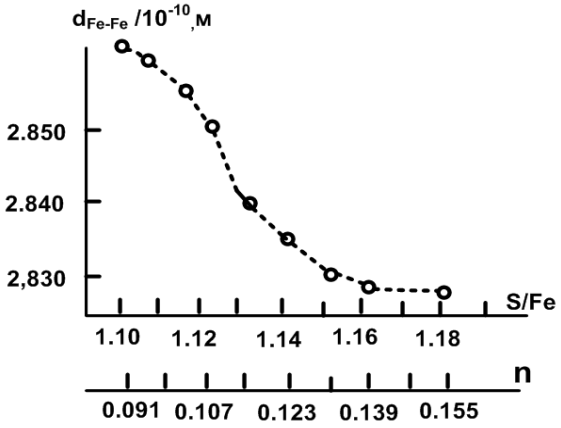


Рис 1. Зависимость межатомного расстояния Fe - Fe синтезированных пирротинов от соотношения S/Fe и концентрации вакансий Fe.

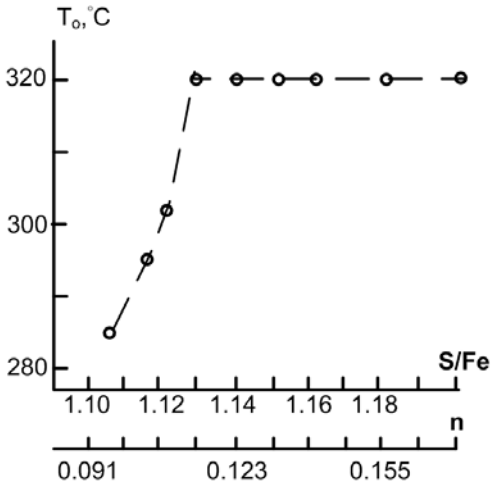


Рис. 2. Зависимость критической температуры синтезированных пирротинов от соотношения S/Fe и концентрации вакансий Fe.

Для объяснения наблюдаемого поведения температуры перехода пирротинов в немагнитное состояние в настоящей работе предлагается модельный подход для расчета температурного изменения намагниченности сульфидов железа пирротинов при различном содержании вакансий Fe .

В предлагаемой модели рассматривается двухподрешеточный ферримагнетик; при этом для упрощения предполагается, что все вакансии сосредоточены во второй подрешетке. Возникшая разница приводит к различию магнитных моментов подрешеток и к появлению нескомпенсированной намагниченности. Расчеты выполнены в приближении молекулярного поля [7].

Обозначим через f, g - узлы первой и второй подрешеток, через N_i, S_i, μ_i - количество атомов, значение спина и магнитный момент i атома.

Результирующая намагниченность:

$$M^Z = M_1^Z + M_2^Z \tag{1}$$

$$M_i = N_i S_i \mu_i \sigma_i, \tag{2}$$

где σ_i – намагниченность, приведенная на один узел в i подрешетке, S_f, S_g, - операторы спина атомов первой и второй подрешеток. H - внешнее магнитное поле.

Гамильтониан системы запишем в виде:

$$\tilde{H} = \mu_1 \sum \left(H, S_f\right) - \mu_2 \sum \left(H, S_g\right) - \frac{1}{2} \sum I\left(f_1 - f_2\right)\left(S_{f_1}, S_{f_2}\right) - \\ - \frac{1}{2} \sum I\left(g_1 - g_2\right)\left(S_{g_1}, S_{g_2}\right) - \sum I\left(f - g\right)\left(S_f, S_g\right) \tag{3}$$

где 1 и 2 слагаемые выражают зеемановскую энергию соответственно первой и второй подрешеток, 3 и 4 члены - энергию обменного взаимодействия, 5 слагаемое – энергию обменного взаимодействия между подрешетками, S_f, S_g, - операторы спина атомов первой и второй подрешеток, H - внешнее магнитное поле.

С учетом условия минимума свободной энергии:

$$F = -\vartheta \ln Q \tag{4}$$

где статистическая сумма:

$$Q = \sum_n e^{-E_n/\vartheta} = Sp\left(e^{-\frac{H}{\vartheta}}\right) \tag{5}$$

E_n - собственные значения гамильтониана с учетом того, что модуль канонического распределения равен:

Предполагая, что в каждой из подрешеток спины ориентированы параллельно друг другу, получаем систему уравнений:

$$\alpha_1 = \mu_1 H + J_{11} S_1 \sigma_1 + \left|J_{12}\right| S_2 \sigma_2$$
$$\alpha_2 = \mu_2 H + J_{22} S_1 \sigma_1 + \left|J_{12}\right| S_2 \sigma_2 \tag{7}$$

Система уравнений представляет собой искомые уравнения молекулярного поля для двухподрешеточного изотропного ферримагнетика. Относительная намагниченность ионов железа для каждой из подрешеток будет определяться уравнениями:

$$\sigma_1 = 1 - S_1^{-1} B_{S_1}\left(\frac{\alpha_1}{Q}\right)$$
$$\sigma_2 = 1 - S_2^{-1} B_{S_2}\left(\frac{\alpha_2}{Q}\right) \tag{8}$$

где $B_{S_i}\left(\frac{\alpha_i}{Q}\right)$ - функция Бриллюэна

В работе приведены расчетные значения суммарной намагниченности в зависимости от температуры пирротинов для различных концентраций вакансий железа. В расчетах предполагалось, что $N_1 \approx N_2$, $S_1 = S_2$, $\mu_1 = \mu_2$. Значения обменных интегралов оценивались из температуры Нееля и принимались равными:
$J_{11} = 6.25 \cdot 10^{-21}$ Дж, $J_{22} = 5.21 \cdot 10^{-21}$ Дж, $J_{12}=J_{21} = 6.52 \cdot 10^{-21}$Дж.

Из сравнения расчетных значений критической температуры T_0 с экспериментальными данными наблюдается качественное согласие в ее изменении от концентрации вакансий в подрешетках.

Список использованных источников

1. Белов К.П. Магнитные превращения. – М., Физматгиз, 1959. – 200 с.

2. Онуфриенок В.В. Магнитные превращения в пирротинах в районе точки Кюри. // Физика твердого тела. – 1981. - № 10. - С.3193 - 3195.

3. Онуфриенок В. В., Звегинцев А. Г. Магнитные свойства и кристаллическая структура сульфидов железа в интервале составов FeS – $FeS_{1,18}$ //Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы. – 1982. – №3. – С. 366-371.

4. Schwarz E.J. and Vaughan D.J. Magnetic Phase Relations of Pyrrhotite //J. Geomag. Geoelectr. – 1972. – V. 24. – C. 441-458.

5. Гуденаф Д. Магнетизм и химическая связь. – М.; Металлургия, 1968. – 236 с.

6. Кузьмин Е.В., Онуфриенок В.В. Намагниченность нестехиометрических соединений типа пирротин с различной концентрацией вакансий в структуре. //Физика твердого тела. - 1983. - № 8. - С. 2321-2326.

7. Тябликов С.В.. Методы квантовой теории магнетизма. – М. , Наука, 1975. – 188 с.

УДК 669.187.2, 537.868.4

ВОССТАНОВЛЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ИЗ ПЫЛИ ЭДП С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МИКРОВОЛНОВОГО НАГРЕВА И ЛИГНИНА

Анзулевич А.П.

к.ф.м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники, Челябинский государственный университет

Павлов Д.А.

инженер кафедры радиофизики и электроники, Челябинский государственный университет

Калганов Д.А.

магистрант, Университет ИТМО

Бучельников В.Д.

д.ф.м.н., профессор, зав. кафедрой физики конденсированного состояния, Челябинский государственный университет

Анзулевич С.Н.

аспирант кафедры радиофизики и электроники, Челябинский государственный университет

Пень З.

Ph.D., профессор, институт переработки полезных ископаемых и биоинженерии, Центральный южный университет, Чанша, Китай

Аннотация. *В данной работе мы исследовали процесс прямого восстановления металлов (преимущественно, Zn и Fe) лигнином из пыли электродуговых сталеплавильных печей (ЭДП). Для интенсификации достижения необходимых температур предлагается использовать СВЧ-нагрев смеси из пыли ЭДП и лигнина. Определены состав образцов пыли ЭДП, возможные химические и фазовые превращения, размер микрочастиц пыли ЭДП.*

Ключевые слова: *вторичные ресурсы, цинк, свинец, железо, черная металлургия, пыль электродуговых печей, лигнин, микроволновый нагрев*

METALS REDUCTION FROM EAF DUST WITH BIOCHAR BY MICROWAVE HEATING

Anzulevich A.P.

Ph.D., assistant professor of Department of radiophysics and electronics, Chelyabinsk State University

Pavlov D.A.

engineer of Department of radiophysics and electronics, Chelyabinsk State University

Kalganov D.A.

master student, ITMO University

Buchelnikov V.D.

Dr.Sc., professor, head of Department of condensed matter physics, Chelyabinsk State University

Anzulevich S.N.

Ph.D. student of Department of radiophysics and electronics, Chelyabinsk State University

Peng Z.

Ph.D., professor, School of Minerals Processing and Bioengineering, Central South University, Changsha, China

Annotation. *In this work, we investigated the process of direct reduction of metals (mainly Zn and Fe) with biochar from the electric arc furnaces (EAF) dust. To intensify the achievement of the required temperatures, it is proposed to use microwave heating of a mixture of EAF dust and biochar. The composition of EAF dust samples, possible chemical and phase transformations, and the size of EAF dust microparticles were determined.*

Keywords: *secondary resources, zinc, lead, iron, ferrous metallurgy, electric arc furnace dust, lignin, microwave heating*

Актуальность темы вызвана необходимостью решить задачи утилизации ежегодно накапливаемых отходов металлургической и целлюлозно-бумажной промышленности, получения полезных материалов из вторичного сырья, а также разработки новых технологий металлургии, в том числе с использованием энергии микроволнового излучения.

В ходе производства и обработки различных типов стали в России ежедневно образуется до 2000 тонн пыли ЭДП. Системами пылегазоочистки эффективно улавливается около 99% данного вторичного сырья, однако его дальнейшая переработка осложнена, как относительно низким содержанием полезных металлов, так и наличием термически высокостабильных фаз [1]. Необходимость снижения пылеобразования и разработки технологии утилизации захваченной фильтрами пыли обусловлена её негативным воздействием на окружающую среду и здоровье человека.

Также, в последнее время большое внимание привлекают технологии восстановления железа из железосодержащих соединений с использованием пиролизованной углеродсодержащей биомассы – лигнина. Основными преимуществами их применения являются снижение температуры реакций, уменьшение шлакообразования и отсутствие в составе восстановителя вредных веществ. Использование энергии микроволнового излучения позволяет осуществить все стадии данного процесса, в том числе и эндотермические, и гибко регулировать ход процесса изменяя мощность СВЧ-излучения [2,3].

Основные химические процессы, происходящие при прямом восстановлении железа твердым углеродом С, зависят от начального состава пыли ЭДП, но в целом соответствуют окислительно-восстановительным реакциям [3]:

$$6Fe_2O_3 + C \xrightarrow{750-1090K} 4Fe_3O_4 + CO_2 \quad (1)$$

$$Fe_3O_4 + C \xrightarrow{1090-1270K} 3FeO + CO \quad (2)$$

$$FeO + C \xrightarrow{1270-1455K} Fe + CO \quad (3)$$

$$ZnFe_2O_4 + 3CO \xrightarrow{1170K} ZnO + 2Fe + 3CO_2 \quad (4)$$

$$ZnO + C \xrightarrow{1210K} Zn + CO \quad (5)$$

Для определения возможных химических и фазовых превращений использовали комплекс дифференциальной сканирующей калориметрии (ДСК) NETZSCH Jupiter F5 с нагревом до 1473K в атмосфере аргона с постоянной скоростью 10º/мин.

Рентгенофазовый анализ (РФА) образцов был выполнен при помощи дифрактометра Bruker Advance D8 (Cuk_{α}-излучение, стандартная порошковая методика). Состав образцов определяли по картотеке базы PDF2 (рис. 1).

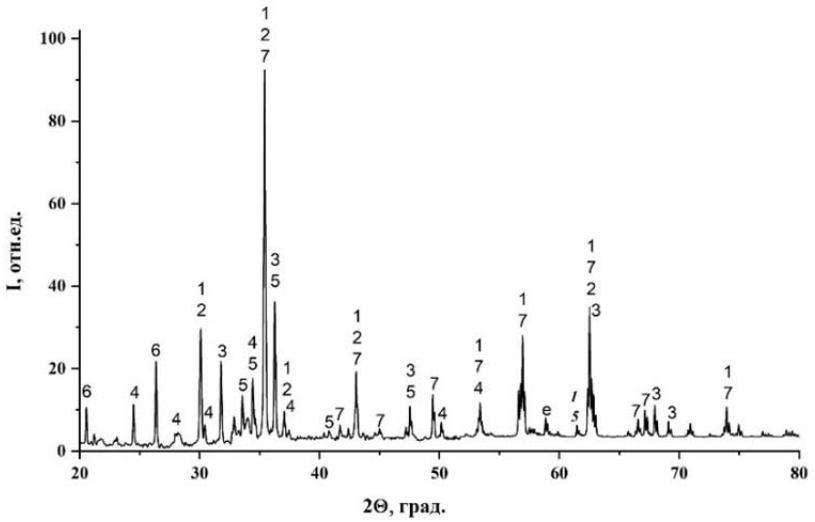


Рис. 1. РФА образцов пыли ЭДП.

Исходя из данных РФА получен следующий фазовый и элементный состав образца пыли ЭДП:

Таблица 1. Фазовый и элементный состав пыли ЭДП

№	Фазовый состав	Содержание, % об.
1	$Fe+2Fe_2+3O_4$	3,8
2	$Mg_{1,55}Fe_{1,6}O_4$	36,2
3	ZnO	10,0
4	$CaMgSiO_4$	15,0
5	$Ca_{14}Mg_2(SiO_4)_8$	7,6
6	SiO_2	23,7
7	$(Fe_{0,914}Si_{0,086})(Fe_{0,998}Si_{0,002})2O_4$	3,8

Элементный состав	Содержание, % об.
O	37,6
Mg	9,7
Si	15,1
Ca	7,0
Fe	22,6
Zn	8,0

Размеры микрочастиц пыли ЭДП определяли по изображениям растровой электронной микроскопии, полученным при помощи Jeol JSM 6510la с предварительным нанесением на образцы тонкого проводящего слоя Pt. По данным электронной микроскопии (рис. 2) можно заключить, что размеры частиц пыли лежат в диапазоне до 500нм.

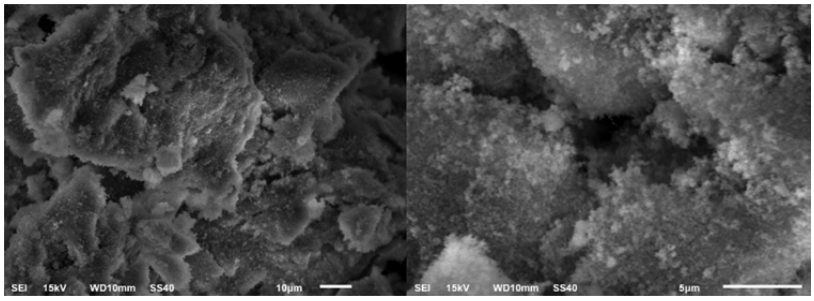


Рис. 2. Микроизображения пыли ЭДП.

Совместный анализ и аппроксимация кривых ДСК и ДТГ кривыми Гаусса показали наличие 7 стадий термолиза (рис. 3):

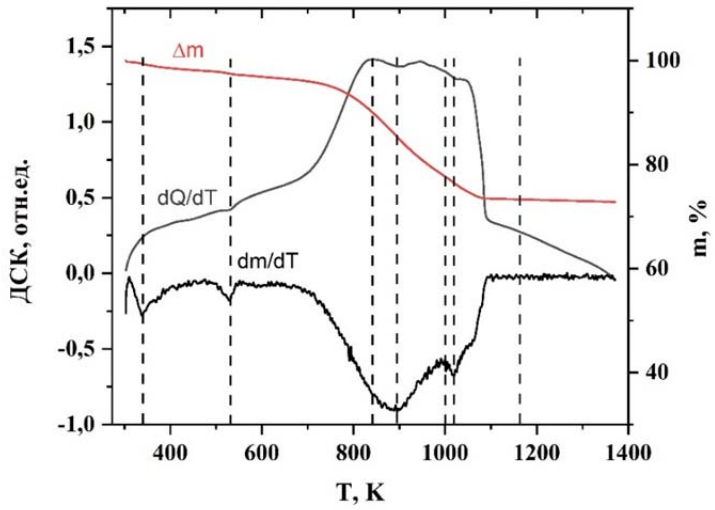


Рис. 3. ДСК образцов смеси: пыль ЭДП - лигнин в стехиометрическом соотношении 4:1.

В результате сопоставления показанных на рис. 1 стадий термолиза с возможными химическими превращениями (1)-(5) можно сказать, что пики на температурах 863К и 870К скорее всего обусловлены реакцией (1) и сопутствующей реакцией с монооксидом углерода, пики 1010К и 1020К соответствуют реакции (2) аналогичным образом, а пик при 1176К соответствует энергии Гиббса для реакции (5).

Восстановление пыли ЭДП с добавлением лигнина в стехиометрическом соотношении проводилось в многомодовом СВЧ резонаторе [2]. Результирующая смесь состояла из ферромагнитного мелкодисперсного порошка железа и силикатов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ГФЕН в рамках научного проекта № 21-58-53044.

Acknowledgments: The reported study was funded by RFBR and NSFC, project number 21-58-53044 and was supported by the National Natural Science Foundation of China under Grant 52111530046.

Список использованных источников:

1. Симонян Л.М., Демидова Н.В. Исследование процесса безуглеродного селективного извлечения цинка и свинца из пыли ЭДП / Известия высших учебных зваедений. Черная металлургия. – № 8, т. 63. – М.: Российская академия наук, 2020. – С. 631-638.

2. Anzulevich A.P., Kalganov D.A., Anzulevich S.N., Bychkov I.V., Peng, Z. Optimal microwave heating of biochar containing iron ore pellets. / Journal of Physics: Conference Series. – № 1, т. 1461. – Bristol: IOP Publishing, 2020. – p. 012007.

3. Q. Ye, G. Li, Zh. Peng, R. Augustine, M.D. Pérez, Y. Liu, M. Liu, M. Rao, Y. Zhang, T. Jiang Microwave-assisted self-reduction of composite briquettes of zinc ferrite and carbonaceous materials. / Powder Technology. – т. 362. – Amsterdam: Elsevier Science Publishing Company, Inc., 2020. – pp. 781–789.

УДК 538.955

КОМПОЗИЦИОННЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ МАГНИТНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ

Политова Г.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

Ганин М.А.

младший научный сотрудник,
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

Морозов Д.А.

аспирант, инженер-исследователь,
Институт металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова РАН, Москва

Аннотация. *Целями работы является расчет и экспериментальное определение магнитокалорических свойств композиционных материалов на основе чистых редкоземельных металлов Gd и Tb, а также сплавов системы Tb-(Dy-Gd)-Co2 (TDGC), предназначенных для использования в процессе магнитного охлаждения в качестве хладагента. Целями данного этапа работы являются расчет и экспериментальное определение магнитокалорических свойств таких композиционных материалов.*

Ключевые слова: *магнитное охлаждение, магнитокалорический эффект, фазы Лавеса*

COMPOSITE MATERIALS FOR MAGNETIC COOLING

Politova G.A.

Ph. D., Senior Researcher,
Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science Russian Academy of Science (RAS)

Ganin M.A.

Junior Researcher,
Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science Russian Academy of Science (RAS)

Morozov D.A.

Postgraduate student, research engineer,
Baikov Institute of Metallurgy and Materials Science Russian Academy of Science (RAS)

Annotation. *The purpose of the work is to calculate and experimentally determine the magnetocaloric properties of composite materials based on pure rare earth metals Gd and Tb, as well as alloys of the Tb-(Dy-Gd)-Co_2 (TDGC) system intended for use in the magnetic cooling process as a refrigerant. The objectives of this stage of work are to calculate and experimentally determine the magneto-calorific properties of such composite materials.*

Keywords: *magnetic cooling, magnetocaloric effect, Laves phase*

В настоящее время магнитное охлаждение вызывает большой интерес ученых и инженеров, благодаря возможности создания на его основе охлаждающих устройств, работающих на 10-15% эффективнее газовых компрессоров, широко применяемых в современных холодильных машинах. Магнитное охлаждение при комнатной температуре также обладает такими преимуществами, как экологическая защита окружающей среды, низкий уровень шума и вибрации. В настоящее время уже создан ряд прототипов магнитных рефрижераторов, однако до сих пор активно ведется поиск материалов, которые возможно эффективно использовать в качестве рабочих тел данных устройств.

Магнитокалорический эффект (МКЭ) представляет собой тепловой отклик магнитного материала при воздействии на него магнитного поля. Среди всего разнообразия материалов с МКЭ можно выделить соединения, обладающие гигантским МКЭ – это сплавы с магнитоструктурным фазовым переходом первого рода, такие как Fe-Rh, La-(Fe-Si), Gd-Ge-Si, Mn-Fe-(P-As), Ni-Mn-Ga [1,2]. Однако, недостатками данных материалов являются наличие температурного и полевого гистерезиса МКЭ и узкий рабочий диапазон температур. Для практического же применения предпочтительны материалы с большими параметрами МКЭ в широком диапазоне температур и отсутствием полевого и температурного гистерезиса [3,4]. Увеличение рабочего температурного диапазона материала возможно как попыткой создания сплава с заданными свойствами, так и созданием композитного материала, состоящего из ряда металлов или сплавов, имеющих близкие по значению величины МКЭ и температуры Кюри в заданном интервале температур.

Известно [5], что редкоземельные металлы Gd и Tb демонстрируют значительный МКЭ в области T_c (291 и 220 К, соответственно), практически не имеющие полевого и температурного гистерезиса. Температура Кюри, а соответственно, и максимум МКЭ сплава Gd-Tb зависит от их соотношения. При этом, величина эффекта практически не меняется (~2.6 К/Тл). Подобное постоянство эффекта было обнаружено [6] и в системе со структурой фаз Лавеса Tb-(Dy-Gd)-Co_2. Здесь, варьируя содержания Gd, мы также можем управлять температурой Кюри полученного сплава.

В настоящей работе рассматривается возможность создания композитного материала на основе чистых редкоземельных металлов Gd и Tb, а также сплавов системы Tb-(Dy-Gd)-Co_2 (TDGC), предназначенного для использования в процессе магнитного охлаждения в качестве хладагента. Целями данного этапа работы являются расчет и экспериментальное определение магнитокалорических свойств таких композиционных материалов. Величина магнитокалорического эффекта оценивается как косвенным методом из полученных данных по намагниченности, так и прямым методом (измерение адиабатического изменения температуры). Намагниченность и адиабатическое изменение температуры сплавов измеряется с помощью установки MagEq MNMS 216 (ООО "ПМТиК", Россия) в температурном диапазоне 80 – 350 К в магнитных полях до 1.8 Тл, с использованием различных вставок. Измерения ведутся как в автоматическом, так и в ручном режимах.

В ходе работы были проведены измерения адиабатического расширения (ΔT_{ad}) материала, состоящего из двух разных металлов (или сплавов) и расчет для материала, состоящего из двух, трех и четырех различных металлов (или сплавов) при изменении величины магнитного поля 1.8 Тл в температурном интервале 200 – 320 К. Выявлено хорошее соответствие рассчитанной величины и экспериментально полученных значений. Несмотря на то, что максимальное значение ΔT_{ad} материала уменьшилось почти вдвое, интервал рабочих температур значительно увеличился.

Расчеты композитного материала на основе сплавов системы Tb-(Dy-Gd)-Co_2 показали возможность получения материала с рабочим интервалом температур от 220 до 312 К. Максимальное значение ΔT_{ad} при этом составило 0.8 К, и не менялось в интервале температур 250 – 295 К. Полученные значения показали хорошее соответствие с экспериментальными результатами для композита из двух сплавов с разным соотношением компонентов.

Создание подобных композитных материалов способствует не только значительному увеличению рабочего интервала температур, но и росту относительной холодильной мощности (до 50 %). Наиболее перспективным материалом для магнитного охлаждения из изученных в работе является композит, полученный на основе Gd, Tb и их сплавов. Материалы на основе фаз Лавеса имеют меньшие значения характеристик МКЭ, однако не стоит забывать об их мультифункциональных свойствах (наличие высоких значений магнитострикции), что может в дальнейшем также найти свое применение [7,8].

Исследование выполнено в рамках Гос. задания №075-00328-21-00.

Список использованных источников:

1. Gschneidner Jr. K.A., Pecharsky V.K., Tsokol A.O. Recent developments in magnetocaloric materials // Rep. Prog. Phys. – 2005. – Vol.68. – P.1479-1539.

2. Aliev A.M., Batdalov A.B., Khanov L.N., Kamantsev A.P., Koledov V.V., Mashirov A.V., Shavrov V.G., Grechishkin R.M., Kaul' A.R., Sampath V. Reversible magnetocaloric effect in materials with first order phase transitions in cyclic magnetic fields: Fe48Rh52 and Sm0.6Sr0.4MnO3 // Applied physics letters. – 2016. – Vol. 109. – P. 202407.

3. Ma L.Y., Gan L.H., Chan K.C., Ding D., Xia L. Achieving a table-like magnetic entropy change across the ice point of water with tailorable temperature range in Gd-Co-based amorphous hybrids // J. Alloys Compd. – 2017. – Vol. 723. – P. 197-200.

4. Taskaev S., Skokov K., Karpenkov D., Khovaylo V., Buchelnikov V., Zherebtsov D., Ulyanov M., Bataev D., Drobosyuk M., Pellenen A. Magnetocaloric properties of severe plastic deformed Gd100-xYx alloys // Acta Physica Polonica A. – 2015. – Vol.127. – P.641-643.

5. Tishin A.M., Spichkin Y.I. The magnetocaloric effect and its applications // Bristol – Philadelphia: Institute of Physics Publishing - 2003. – P. 476.

6. Politova, G.A., Pankratov, N.Yu., Vanina, P.Yu., Filimonov, A.V., Rudskoy, A.I., Burkhanov, G.S., Ilyushin, A.S., Tereshina, I.S. Magnetocaloric effect and magnetostrictive deformation in Tb-Dy-Gd-Co-Al with Laves phase structure // J. Magn. Magn. Mat. – 2019. – Vol.470. – P.50-54.

7. Chzhan, V.B., Tereshina, I.S., Karpenkov, A.Yu., Tereshina-Chitrova, E.A. Persistent values of magnetocaloric effect in the multicomponent Laves phase compounds with varied composition // Acta Materialia – 2018. – Vol.154. – P.303-310.

8. Politova, G.A., Tereshina, I.S., Cwik, J. Multifunctional phenomena in Tb-DyGd(Ho)-Co(Al) compounds with a Laves phase structure: Magnetostriction and magnetocaloric effect // J. Alloys Compd. –2020. –V.15588–. 843 .

УДК: 537.638.5; 537.622.6

МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОТЕПЛОВЫЕ СВОЙСТВА СОЕДИНЕНИЙ $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$ ПРИ $x \leq 0.6$

Аникин М. С.

младший научный сотрудник Институт естественных наук и математики Уральский федеральный университет

Тарасов Е.Н.

старший научный сотрудник Институт естественных наук и математики Уральский федеральный университет

Рагозина М.В.

магистрант Институт естественных наук и математики Уральский федеральный университет; инженер Институт физики металлов УрО РАН

Потапов Е.В.

магистрант и лаборант-исследователь Институт естественных наук и математики Уральский федеральный университет

Зинин А.В.

зав. сектором прикладного магнетизма Институт естественных наук и математики Уральский федеральный университет

Аннотация. *Исследованы структура, магнитные и магнитотепловые свойства квазибинарных поликристаллических соединений $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$ ($x = 0 – 0,6$), со структурой фаз Лавеса. Установлено, что замещение Dy на Y приводит к увеличению коэрцитивной силы (H_c) и снижению остаточной намагниченности (σ_r). Уменьшение доли ионов диспрозия приводит к ослаблению межподрешеточного обменного взаимодействия и сильной модификации температурных зависимостей изотермического изменения энтропии (ΔS_m). Полученные результаты обсуждаются.*

Ключевые слова: *магнитные свойства, магнитокалорический эффект, изменение магнитной части энтропии, фазы Лавеса*

MAGNETIC AND MAGNETOTHERMAL PROPERTIES OF $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$ COMPOUNDS AT $x \leq 0.6$

Anikin M.S.

Junior Researcher Institute of Natural Sciences and Mathematics Ural Federal University

Tarasov E.N.

Senior Researcher Institute of Natural Sciences and Mathematics Ural Federal University

Ragozina M.V.

Master's student Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University; Engineer Institute of Metal Physics, Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Potapov E.V.

Master's student and laboratory assistant-researcher Institute of Natural Sciences and Mathematics Ural Federal University

Zinin A.V.

Head of the Sector of Applied Magnetism Institute of Natural Sciences and Mathematics Ural Federal University

Annotation. *The structure, magnetic and magneto-thermal properties of quasi-binary polycrystalline compounds* $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$ *(x = 0 – 0.6) with the structure of Laves phases have been investigated. It was found that the substitution of Y for Dy leads to an increase in the coercive force (*H_c*) and a decrease in the remanent magnetization (*σ_r*). A decrease in the number of dysprosium ions leads to a weakening of the intersublattice exchange interaction and a strong change in the temperature dependences of the magnetic entropy of change (*ΔS_m*). The results are discussed.*

Keywords: *magnetic properties, magnetocaloric effect, magnetic entropy change, Laves phases*

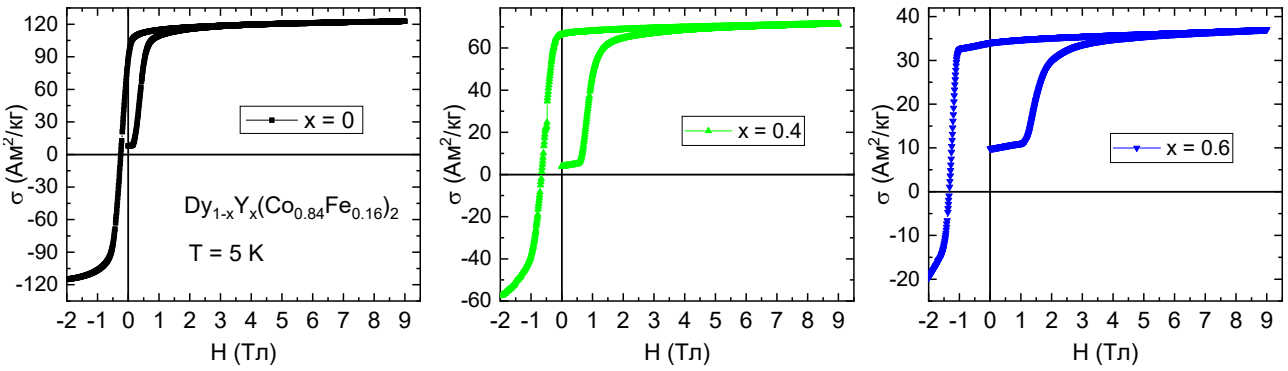
Интерметаллические соединения редкоземельных металлов (R) с кобальтом типа RCo_2, имеющие кубическую кристаллическую структуру фаз Лавеса, интенсивно изучаются в течение более чем трех десятилетий. Эти материалы обладают значительными величинами магнитокалорического эффекта (МКЭ), такими как изотермическое изменение магнитной части энтропии (ΔS_m) и адиабатическое изменение температуры (ΔT_{ad}), при температурах, близких к температурам их магнитного упорядочения [1].

В квазибинарных соединениях $R(Co\text{-}Fe)_2$ с тяжелыми редкоземельными металлами, частичное замещение Co на Fe приводит к возникновению значительного по величине магнитокалорического эффекта в широком диапазоне температур, включая температуру Кюри (T_C) [2], что авторы связывали с ослаблением межподрешеточного обменного взаимодействия между 4f- и 3d- магнитными подрешетками. В железозамещенных соединениях магнитный момент кобальта индуцируется как R-подрешеткой, так и подрешеткой железа, что приводит к стабилизации магнитного момента кобальта, увеличению энергии d-d –обмена и увеличению температуры Кюри в сравнении с исходными соединениями RCo_2.

В данной работе, для более глубокого понимания роли обменных взаимодействий в образовании МКЭ в таких системах, были синтезированы соединения, в которых магнитоактивный R-элемент (Dy) заменен на немагнитный - иттрий (Y): $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0,84}Fe_{0,16})_2$. За счет введения атомов иттрия, имеющих больший атомный радиус и не обладающих собственным результирующим магнитным моментом, ожидается ослабление межподрешеточного обменного взаимодействия и увеличение значений ΔS_m и ΔT_{ad} при температурах ниже T_C.

Соединения $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$ с x = 0; 0,4; 0,6 были выплавлены в дуговой печи в атмосфере гелия с последующей гомогенизацией при 1273 К в течение 24 часов. Рентгеноструктурный анализ показал, что все образцы однофазны и принадлежат к кубической фазе Лавеса C15 с пространственной группой $Fd-3m$. Значения параметра кристаллической решетки (a) составили 7,23420; 7,23801 и 7.24362 Å соответственно для x = 0,0; 0,4 и 0,6. При замещении Dy на Y наблюдается уменьшение температуры Кюри, что свидетельствует об ослаблении обменных взаимодействий между R и 3d магнитными подрешетками.

На рисунке 1 представлены кривые намагничивания и размагничивания исследованных соединений, измеренные при T = 5 К. Из кривых размагничивания следует, что с увеличением x происходит рост коэрцитивной силы H_c (от 0,24 Тл до 1,33 Тл) и уменьшение величины остаточной намагниченности σ_r (от 87,7 $Ам^2$/кг до 34,1 $Ам^2$/кг). По виду кривых намагничивания можно заключить, что магнитный гистерезис связан с задержкой смещения доменных границ на границах кристаллических зерен и дефектах структуры [4].

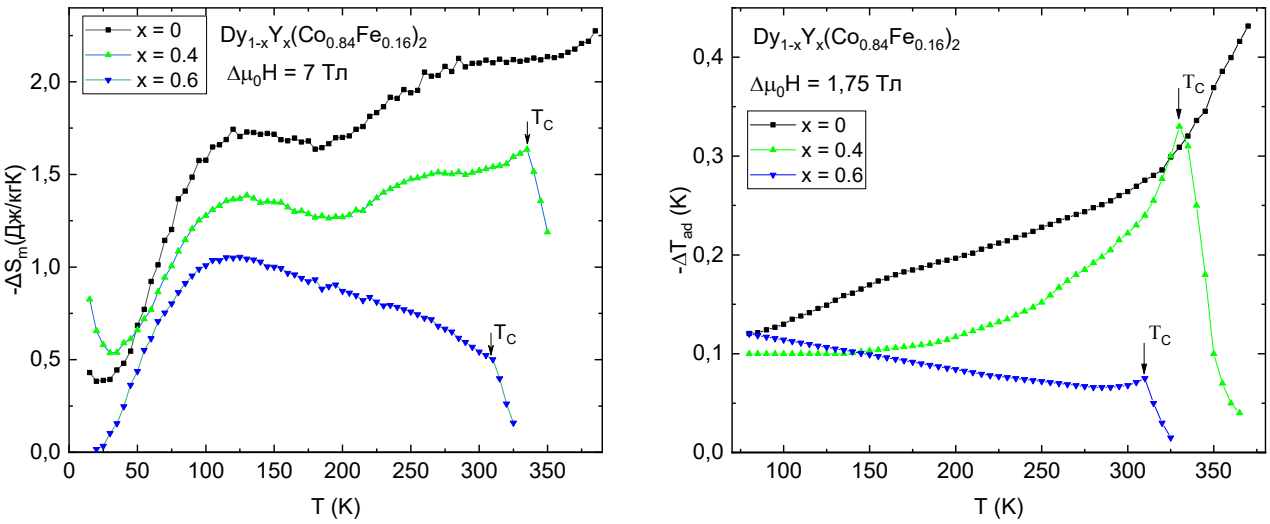


а) б) в)

Рис. 1. Кривые намагничивания и размагничивания соединений $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$

На рисунке 2а представлена температурная зависимость ΔS_m соединений $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$, при изменении индукции внешнего магнитного поля от 0 до 7 Тл. Во всех исследованных образцах наблюдаются максимумы МКЭ как в окрестности T_C, так и в области температур порядка 120 К («низкотемпературный» максимум). С увеличением содержания иттрия происходит ожидаемое уменьшение значений ΔS_m в окрестности T_C и в окрестности «низкотемпературного» максимума. Степени уменьшения ΔS_m наблюдаемых максимумов различны. Например, при увеличении содержания иттрия (x) от 0,4 до 0,6 максимальное значение ΔS_m в T_C снижается на 69%, а в окрестности «низкотемпературного» максимума – только на 24%. Полученные концентрационные зависимости ΔS_m хорошо согласуются с данными в работах [2, 3]. Таким образом более быстрое снижение величин ΔS_m в окрестности T_C в сравнении со значениями ΔS_m в окрестности 120 К можно объяснить, если принять во внимание, что энергия 4f-3d межподрешеточного обменного взаимодействия уменьшаясь с увеличением содержания иттрия (x). В этой связи, степень магнитного разупорядочения 4f-подсистемы в окрестности «низкотемпературного» максимума будет наибольшая для составов с большим x, что отражается в её более сильном отклике на внешнее магнитное поле. То есть, относительно большее изменение намагниченности, следствием чего являются относительно большие значения ΔS_m. Друга картина наблюдается в окрестности температуры Кюри, где вклад в МКЭ присутствует, как от 4f-подрешетки, так и от 3d-подрешетки, но данные вклады противонаправлены. Из-за уменьшения доли Dy при увеличении x, снижается прямой МКЭ связанный с изменением намагниченности 4f-подрешетки, из которого вычитается обратный МКЭ связанный с изменением намагниченности 3d-подрешетки [5], где количество атомов Co и Fe неизменно, а следовательно и обратный МКЭ должен быть практически постоянным для разных x.

На рисунке 2б представлена температурная зависимость ΔT_{ad} измеренные прямым способом. Качественно зависимости $\Delta T_{ad}(T)$ коррелируют с зависимостями $\Delta S_m(T)$. Однако на температурных зависимостях ΔT_{ad} отсутствует низкотемпературный максимум, что можно связать со вкладом теплоемкости.



а) б)

Рис. 2. Температурные зависимости изменения магнитной части энтропии при изменении внешнего магнитного поля 7 Тл (а) и адиабатического изменения температуры при изменении внешнего магнитного поля 1,75 Тл (б) для соединений $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$

Таким образом, при замещении Dy^{3+} на Y^{3+} в $Dy_{1-x}Y_x(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$ обнаружено постепенное увеличение параметра кристаллической решетки и снижение температуры Кюри. Резкое снижение величин ΔS_m в окрестности T_C и слабое снижение – в окрестности 120 К. Полученные результаты в «низкотемпературной» области объясняются ослаблением межподрешеточного обменного взаимодействия между 4f- и 3d- магнитными подрешетками, а в окрестности T_C – антипараллельной ориентацией магнитных подрешеток.

Авторы выражают благодарность С.В. Андрееву, Н.В. Селезнёвой, М.А. Сёмкину и Д.С. Незнахину за помощь в синтезе образцов, проведении рентгеноструктурного анализа и измерении температурных и полевых зависимостей намагниченности.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-00038).

Список использованных источников:

1. V. Franco, J.S. Blázquez, J.J. Ipus, J.Y. Law, L.M. Moreno-Ramírez, A. Conde. Magnetocaloric effect: From materials research to refrigeration devices. Progress in Materials Science 93 – 2018, С. 112–232

2. Anikin M.S., Tarasov E.N., Kudrevatykh N.V., Semkin M.A., Volegov A.S., Inishev A.A., Zinin A.V. Features of magnetocaloric effect in rare-earth based R(Co-Fe)2 Laves phases, with R = Ho, Er // Refrigeration Science and Technology. – 2016. – С. 236-239

3. M.S. Anikin, E.N. Tarasov, N.V. Kudrevatykh, A.A. Inishev, A.V. Zinin. Magnetic and thermomagnetic properties of materials based on $R(Co_{1-x}Fe_x)_2$ Laves phases with heavy rare-earth metals // Metal Science and Heat Treatment. - 2018 - V. 60. - С. 522-527

4. Kersten M Grundlagen einer Theorie derferromagnetischen Hysterese und der Koerzitivkraft, Hirzel, Leipzig – 1944

5. А.С. Андреенко, К.П. Белов, С.А. Никитин, А.М. Тишин, Магнитокалорические эффекты в редкоземельных магнетиках**.** Усп. Физ. Наук. – 1989, 158, С. 553.

УДК 537.9

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНЕТИКА $RbFe(MoO_4)_2$ ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Рамазанов М.К.

к.ф.-м.н., зав. лаборатории математического моделирования конденсированных сред, Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Муртазаев А.К.

чл.-корр. РАН, д.ф.-м.н., председатель Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Магомедов М.А.

к.ф.-м.н., зав. сектора биофизики, Институт физики Дагестанского федерального исследовательского центра РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных и термодинамических свойств квазидвумерного антиферромагнетика $RbFe(MoO_4)_2$ в различных магнитных полях методом Монте-Карло. Получены температурные зависимости параметра порядка и теплоемкости при разных значениях магнитного поля. Обнаружено, что параметр порядка и теплоемкость имеют необычное поведение.*

Ключевые слова: *антиферромагнетик, метод Монте-Карло, модель Гейзенберга, магнитное поле*

MAGNETIC PROPERTIES OF ANTIFERROMAGNETS RbFe (MoO4) 2 IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

Ramazanov M.K.

PhD in Physics and Mathematics sciences, head of Laboratory for Mathematical Modeling of Condensed Matter, Institute of Physics of the Dagestan Federal Research Center of the RAS

Murtazaev A.K.

Corresponding Member RAS, Doctor of Physical and Mathematical sciences, Chairman of the Dagestan Federal Research Center of the RAS

Magomedov M.A.

PhD in Physics and Mathematics sciences, head of Biophysics Sector, Institute of Physics of the Dagestan Federal Research Center of the RAS

Annotation. *The work is devoted to the study of the magnetic and thermodynamic properties of the quasi-two-dimensional antiferromagnet $RbFe\ (MoO4)_2$ in various magnetic fields by the Monte Carlo method. The temperature dependences of the order parameter and heat capacity are obtained for different values of the magnetic field. It is found that the order parameter and heat capacity have unusual behavior.*

Keywords: *antiferromagnet, Monte Carlo method, Heisenberg model, magnetic field*

Классические двумерные антиферромагнетики на правильной геометрической решетке образуют 120 градусную спиновую структуру в нулевом магнитном поле. Такие

антиферромагнетики обладают необычными магнитными свойствами. Это связано с фрустрацией и вырождением спиновых конфигураций [1,2]. Спиновая структура, природа фазовых переходов, термодинамические и магнитные свойства таких систем зависит от внешнего магнитного поля [3].

Кристалл $RbFe(MoO_4)_2$ представляет собой слоистый антиферромагнетик на треугольной решетке. Соотношение внутри- и межплоскостного обменного взаимодействия в этом кристалле равно 20. Это обеспечивает его магнитную квазидвумерность. Наличие магнитной квазидвумерности и магнитной анизотропии приводит к тому, что фазовая диаграмма отличается от полученной теоретически для двумерных антиферромагнетиков на правильной треугольной решетке. Для изучения особенностей кристалла $RbFe(MoO_4)_2$ на основе метода Монте-Карло может быть использована модель Гейзенберга.

В данной работе проводится численное исследование магнитных и термодинамических свойств квазидвумерного антиферромагнетика $RbFe(MoO_4)_2$ во внешнем магнитном поле на основе репличного метода Монте-Карло. Для описания данного кристалла нами был использован гамильтониан модели Гейзенберга, который можно записать в следующем виде

$$\mathrm{H} = -J_1 \sum_{\langle i,j \rangle} (S_i \cdot S_j) - J_2 \sum_{\langle i,l \rangle} (S_i \cdot S_l) - D \sum_{\langle i \rangle} (S_i^z)^2 - H \sum_{\langle i \rangle} S_i , \qquad (1)$$

где $|\vec{S}_i|$ трехкомпонентный единичный вектор (классический спин) $\vec{S}_i = \left(S_i^x, S_i^y, S_i^z\right)$, H величина магнитного поля (выражается в единицах $|J_1|$). Первый член в формуле (1) учитывает обменное антиферромагнитное взаимодействие ближайших соседей внутри слоев ($J_1<0$), а второй - ближайших соседей между слоями ($J_2<0$). Отношение межплоскостного обменного взаимодействия к внутриплоскостному $J_2/J_1=0.05$. Третий член в формуле (1) учитывает анизотропию типа «легкая плоскость» (D=0.57 – постоянная анизотропии). Таким образом моделирование проводилось с учетом всех характеристик кристалла.

В настоящее время такие системы на основе микроскопических гамильтонианов успешно изучаются методом Монте-Карло [3,4]. Нами получены температурные зависимости намагниченности, параметра порядка и теплоемкости при разных значениях магнитного поля H. Обнаружено, что параметр порядка и теплоемкость имеют необычное поведение. Особый интерес представляет обнаружение плато на зависимости намагниченности от величины магнитного поля. Появление плато обусловлено флуктуациями, которые играют важную роль в формировании магнитной структуры. Полученные в данной работе результаты хорошо согласуются с данными экспериментальных работ [1,2], что говорит о достоверности наших результатов.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-02-00153-а.

Список использованных источников:

1. Smirnov A.I., Yashiro H., Kimura S., Hagiwara M., Narumi Y., Kindo K., Kikkawa A., Katsumata K., Shapiro A.Ya., Demianets L.N. Triangular lattice antiferromagnet $RbFe(MoO4)_2$ in high magnetic fields // Phys. Rev. B. – 2007. – V 75. – P. 134412-1–134412-7.

2. Svistov L.E., Smirnov A.I., Prozorova L.A., Petrenko O.A., Micheler A., Büttgen N., Shapiro A.Ya., Demianets L.N. Magnetic phase diagram, critical behavior, and two-dimensional to three-dimensional crossover in the triangular lattice antiferromagnet $RbFe(MoO4)_2$ // Phys. Rev. B. – 2006. – V 74. – P. 024412-1–024412-10.

3. Murtazaev A.K., Badiev M.K., Ramazanov M.K., Magomedov M.A. Phase transitions in the Ising model on a layered triangular lattice in a magnetic field // Physica A. – 2020. – V 555. – P. 124530-1–124530-9.

4. Murtazaev A.K., Ramazanov M.K., Badiev M.K. Phase transitions and critical phenomena in the antiferromagnetic Ising model on a layered triangular lattice // Physica A. – 2018. – V 507. – P. 210–218.

УДК 539.26:537.6

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ОЛИВИН СТРУКТУРОЙ

Сёмкин М.А.

к.ф.-м.н.,
старший научный сотрудник лаборатории нейтронных исследований вещества
ИФМ УрО РАН

Аннотация. *В работе рассматриваются магнитные фазовые переходы порядок-порядок и порядок-беспорядок в системе $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$ зависимости от соотношения никель/кобальт. При увеличении содержания кобальта до $x \leq 0,5$ наблюдается уменьшении температуры Нееля и исчезновение перехода порядок-порядок.*

Ключевые слова: *магнитный фазовый переход, антиферромагнетик, магнитная структура*

MAGNETIC PHASE TRANSITIONS WITH OLIVIN STRUCTURE IN ANTIFERROMAGNETICS

Semkin M.A.

Ph.D,
senior researcher of Laboratory of neutron diffraction IMP UB RAS

Annotation. *The work is dedicated the order-order and order-disorder magnetic phase transitions in the $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$ system depending on the nickel / cobalt ratio. With an increase in the cobalt content to $x \leq 0.5$, a decrease in the Néel temperature and the disappearance of the order-order transition are observed.*

Keywords: *magnetic phase transition, antiferromagnetic, magnetic structure*

Литиевые ортофосфаты обладают рядом МПФ: порядок-порядок и порядок-беспорядок. В соединении $LiNiPO_4$ МФП из антиферромагнитной (АФМ) структуры (магнитные моменты ориентированы вдоль оси *z*) в парамагнитное состояние, происходит через промежуточную несоизмеримую АФМ фазу (поперечная спиновая волна с вектором распространения вдоль оси *y*) при температуре $T_{C\text{-}IC}$ = 20,8 К [1]. Дальнейшее увеличение температуры до T_N = 21,8 К индуцирует переход в парамагнитное состояние. В $LiCoPO_4$ существует только переход из соизмеримой фазы с АФМ порядком (магнитные моменты ориентированы вдоль оси *y*) в парамагнитное состояние при температуре 20,8 К [2].

Антиферромагнетики со структурой оливина $LiTPO_4$ (*T* = Ni, Co, Fe, Mn) являются магнитоэлектрическими материалами (МЭ), в которых температура сегнетоэлектрического упорядочения совпадает с температурой магнитного ($LiCoPO_4$, $LiFePO_4$, $LiMnPO_4$), или на несколько градусов меньше ($LiNiPO_4$) [3]. Близкие значения температур магнитных фазовых переходов (МПФ) $LiNiPO_4$ и $LiCoPO_4$ представляют интерес для детального изучения кристаллической и магнитной структур соединений $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$ в зависимости от соотношения в них 3d-переходных ионов.

Поликристаллические соединения $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$ ($x \leq 0,5$) получены глицерин-

нитратным методом синтеза. Рентгенограммы соединений были получены на дифрактометре высокого разрешения BRUKER, Advance D8 (Cu излучение), $\lambda = 1{,}54051$ Å. Магнитные измерения выполнены с помощью магнитоизмерительной установки MPMS-XL-7 EverCool II в интервале температур от 2 К до 300 К с шагом 2 К – в парамагнитной области и 0,02 К – вблизи температур МФП. Измерения теплоемкости выполнены с тем же шагом и в том же интервале температур с использованием установки для измерения физических свойств PPMS DynaCool.

Кристаллическая оливин структура $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$ описывается пространственной группой *Pnma*. Ионы Li занимают позицию 4*a* с координатами (0; 0; 0), ионы Ni, Co и P занимают позиции 4*c* (*x*; 0.25; *z*), а ионы O расположены в двух узлах 4*c* и позиции 8*d* (*x*; *y*; *z*). Рентгенофазовый анализ подтвердил однофазное состояние полученных соединений.

Особенности поведения температурных зависимостей первых производных намагниченности и температурные зависимости теплоемкости позволяют определить температуры МФП образцов $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$: температуру МФП из соизмеримой в несоизмеримую АФМ фазу ($T_{C\text{-}IC}$) и температуру перехода в парамагнитное состояние (T_N). Оцененные значения температур МФП порядок-порядок и порядок-беспорядок (табл. 1) уменьшаются при увеличении содержания кобальта до $x \leq 0{,}5$. Значения критических температур $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$, определенных двумя независимыми методами совпадают с учетом погрешности измерений.

Таблица 1. Температуры МФП соединений $LiNi_{1-x}Co_xPO_4$

Соединение	По намагниченности		По теплоемкости	
	$T_{C\text{-}IC}$, К	T_N, К	$T_{C\text{-}IC}$, К	T_N, К
$LiNiPO_4$	20.9(1)	21.8(1)	20.9(1)	21.7(1)
$LiNi_{0,9}Co_{0,1}PO_4$	19.9(1)	20.5(1)	19.9(1)	20.4(1)
$LiNi_{0,8}Co_{0,2}PO_4$	18.8(1)	19.1(1)	18.8(2)	18.8(2)
$LiNi_{0,7}Co_{0,3}PO_4$	17.3(1)	17.6(2)	17.3(2)	17.3(2)
$LiNi_{0,6}Co_{0,4}PO_4$	15.7(1)	15.9(2)	15.7(2)	15.7(2)
$LiNi_{0,5}Co_{0,5}PO_4$	14.1(1)	14.5(2)	14.1(2)	14.1(2)

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60011.

Список использованных источников:

1. Jensen T.B.S., Christensen N.B., et al. Anomalous spin waves and the commensurate-incommensurate magnetic phase transition in $LiNiPO_4$ // Physical Review B. – № 79, 2009. – P. 092413-4.

2. Fogh E., Toft-Petersen R., et al. Magnetic order, hysteresis, and phase coexistence in magnetoelectric $LiCoPO_4$ // Physical Review B. – № 96, 2017. – P. 104420-10.

3. Jensen T.B.S., Christensen N.B., et al. Field-induced magnetic phases and electric polarization in $LiNiPO_4$ // Physical Review B. – № 79, 2009. – P. 092412-4.

УДК 537.6/.9

МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $xBiFeO_3 – (1-x)SrTiO_3$ (x = 0 ÷ 1.0)

Камзин А.С.

д.физ-мат.н., ведущий научный сотрудник,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Смирнова Е.П.

канд.физ-мат. наук, старший научный сотрудник,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Семенов В.Г.

д.физ-мат.н., профессор
Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

Аннотация. *В данной работе представлены результаты систематических мессбауэровских исследований эволюции магнитного фазового перехода в твердых растворах $xBiFeO_3$-(1-x)$SrTiO_3$ сегнетоэлектрика-антиферромагнетика $BiFeO_3$ и параэлектрического перовскита $SrTiO_3$ при изменении x от 0,1 до 1,0 (с шагом 0,1).*

Ключевые слова: *твердые растворы $xBiFeO_3$–(1 – x)$SrTiO_3$, фазовый переход, мёссбауэровские исследования*

MAGNETIC PHASE TRANSITION IN SOLID SOLUTIONS $xBiFeO_3 – (1-x)SrTiO_3$ (x = 0 ÷ 1.0; Δx = 0.1)

Kamzin A.S.

Dr.Sci., leading researcher,
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Smirnova E. P.

PhD, senior researcher,
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Semenov V.G.

Dr.Sci., professor,
St. Petersburg State University, 199034, St. Petersburg, Russia

Annotation. *This work presents the results of systematic Mössbauer studies of the evolution of the magnetic phase transition in $xBiFeO_3$-(1-x)$SrTiO_3$ solid solutions of the ferroelectric antiferromagnetic $BiFeO_3$ and $SrTiO_3$ paraelectric perovskite, varying x from 0.1 to 1.0 (in steps of 0.1).*

Keywords: *solid solutions, $xBiFeO_3$–(1 – x)$SrTiO_3$, phase transition, Mössbauer studies*

В данной работе представлены результаты систематических мессбауэровских исследований эволюции магнитного фазового перехода в твердых растворах $xBiFeO_3$- (1-x)$SrTiO_3$ сегнетоэлектрика-антиферромагнетика $BiFeO_3$ и параэлектрического перовскита $SrTiO_3$ при изменении x от 0,1 до 1,0 (с шагом 0,1).

Математическая обработка экспериментальных мессбауэровских спектров (МС) проводилась с использованием специализированной программы. На основе положений линий поглощения, рассчитанных из МС, были получены параметры сверхтонких взаимодействий (СТС): квадрупольное расщепление (QS), изомерные сдвиги (IS) и эффективные магнитные поля (Heff). При анализе параметров СТС было показано, что когда $xBiFeO_3$- (1-x)$SrTiO_3$ в твердом растворе содержит от 20% до 40% ферро-антиферромагнетика $BiFeO_3$, на МС наблюдается только синглет или дублет, что указывает на парамагнитное состояние твердого раствора в данной области содержания $BiFeO_3$. Когда количество $BiFeO_3$ в твердом растворе достигает 50%, на МС-спектре появляются линии зеемановского расщепления малой интенсивности. С повышением содержания $BiFeO_3$ интенсивность линий зеемановского расщепления увеличивается, а их ширина уменьшается. Дальнейшее увеличение количества $BiFeO_3$ (до 80%) в твердом растворе BFO-STO приводит к тому, что на МС видны четкие зеемановские линии, принадлежащие ферро-антиферромагнитной фазе $BiFeO_3$, на фоне которых наблюдаются линии, свидетельствующие о наличии парамагнитной фазы. При x = 1.0 МС состоит из линий сегнето-ферромагнетика фазы $BiFeO_3$ [1], на фоне которых наблюдаются линии парамагнитного дублета малой интенсивности (5%).

Таким образом, представлены прямые экспериментальные наблюдения эволюции магнитного фазового перехода в твердых растворах $xBiFeO_3$- (1-x) $SrTiO_3$.

Список использованных источников:

1. Rusakov V., Pokatilov V., Sigov A., Matsnev M. and Gubaidulina T. ^{57}Fe Mössbauer Study of Spatial Spin-Modulated Structure in $BiFeO_3$ / J. Mater. Sci. Engineer. v. B4, - 2014. - P.302-309.

УДК 537.634

МАГНИТОСТРИКЦИЯ МУЛЬТИКОМПОНЕНТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ И ЖЕЛЕЗА СО СТРУКТУРОЙ ФАЗЫ ЛАВЕСА

Хоменко М.Р.

студент,
кафедра общей физики и физики конденсированного состояния, Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова

Панкратов Н.Ю.

старший научный сотрудник, кафедра общей физики и физики конденсированного состояния, Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, кандидат физико-математических наук

Карпенков А.Ю.

заместитель декана по научной работе, доцент, заведующий лабораторией магнитных материалов, Физико-технический факультет Тверского Государственного Университета, кафедра физики конденсированного состояния, кандидат физико-математических наук

Терешина И.С.

ведущий научный сотрудник, кафедра физики твёрдого тела, Физический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, доктор физико-математических наук

Аннотация. *Работа посвящена комплексному изучению структурных, магнитных и магнитострикционных характеристик многокомпонентных соединений на основе $SmFe_2$.*

Ключевые слова: *магнитострикция, спин-переориентационные переходы, фазы Лавеса*

MAGNETOSTRICTION IN MULTICOMPONENT COMPOUNDS OF RARE EARTH METALS AND IRON WITH THE LAVES PHASES STRUCTURE

Khomenko M.R.

student,
Department of General Physics and Condensed Matter Physics, Faculty of Physics, Moscow State University

Pankratov N.Yu.

senior researcher, Department of General Physics and Condensed Matter Physics, Faculty of Physics, Moscow State University

Karpenkov A.Yu.

deputy Dean for Research, Associate Professor, Head of the Laboratory of Magnetic Materials, Faculty of Physics and Technology of Tver State University, Department of Condensed Matter Physics, Candidate of Physical and Mathematical Sciences

Tereshina I.S.

leading researcher,
Department of Solid State Physics, Faculty of Physics, Moscow State University

Annotation. *The work is dedicated to the comprehensive study of the structural, magnetic and magnetostrictive characteristics of multicomponent compounds based on SmFe2.*

Keywords: *magnetostriction, spin-reorientation transitions, Laves phases*

Интерметаллиды RFe_2 (R – редкоземельный металл (РЗМ)), имеющие структуру фаз Лавеса С15, обладают высокими температурами Кюри и большой магнитострикцией в широком диапазоне температур. На явлении магнитострикции основывается действие многих устройств (датчиков, приводов, и т.д.). Двойные соединения $SmFe_2$ и $TbFe_2$ имеют наибольшие значения магнитострикции насыщения при комнатной температуре, при этом противоположные по знаку ($\lambda s = -1{,}5\cdot10^{-3}$ и $\lambda s = +1{,}7\cdot10^{-3}$ соответственно) [1-2]. В $SmFe_2$ при понижении температуры происходят два спин-переориентационных перехода (СПП). Применение нескольких РЗМ, а также частичное замещение железа другими 3d-металлами позволяет изменять свойства сплавов, например, уменьшить магнитную анизотропию и получить оптимальные значения магнитострикции в слабых магнитных полях. Целью данной работы явилось комплексное изучение структурных, магнитных и магнитострикционных характеристик многокомпонентных соединений на основе SmFe2.

Синтез сплавов $Sm_{0.2}(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Fe_2$ (x = 0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1) проводился методом высокочастотной индукционной плавки в атмосфере особо чистого аргона, давление которого составляло 1,1–1,2атм. из высокочистых редкоземельных элементов и Fe. Затем образцы подвергались гомогенизирующему отжигу в течение 2 недель. Рентгеновский спектр при комнатной температуре снимался на дифрактометре Дрон-4 с использованием излучения CuKα, в геометрии Брэгга-Брентано с шагом 0,026º, в диапазоне углов от 15º до 120º. Параметры элементарной ячейки определялись по отражениям в области углов 2θ = 15 105º. Фазовый состав образца исследовался с помощью Ритвельд-анализа в программе Powred Cell. Проведенный нами анализ показал, что сплавы данной системе обладают кубической структурой фазы Лавеса С15 и содержат не более 5% второй фазы RFe3 (с кристаллической структурой типа PuNi3). Температуры Кюри определены из результатов термомагнитного анализа. Магнитострикция была измерена тензометрическим методом. Тензорезисторы были изготовлены из тензочувствительной проволоки, не обладавшей заметным гальваномагнитным эффектом. Измерения проводились на поликристаллических образцах в области температур 80-350 K в магнитном поле до 12 кЭ. Были измерены как продольная ($\lambda_{\parallel}$), так и поперечная ($\lambda_{\perp}$) магнитострикция.

Согласно нашим данным, в соединениях $Sm_{0.2}(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Fe_2$ с ростом концентрации иттрия параметр кубической решетки незначительно уменьшается. Основные структурные и магнитные характеристики сплавов системы приведены в табл. 1. Температура Кюри также линейно уменьшается с ростом концентрации иттрия, что соответствует линейному влиянию концентрации магнитных РЗМ на величину обменного взаимодействия.

Исследованная нами система является многокомпонентной. В ней происходит замещение магнитоактивных атомов Gd и Sm атомами немагнитного иттрия. Одной из основных причин возникновения магнитного упорядочения в РЗ интерметаллидах являются обменные взаимодействия. В зависимости от знака интеграла обменного взаимодействия в магнетиках реализуется ферро- или ферримагнитный порядок магнитных моментов атомов. Чаще всего, их представляют в виде двухподрешеточных магнетиков, у которых одна подрешетка состоит из редкоземельных ионов, а другая – из 3d-переходных ионов. Большинство соединений RFe_2 обладают коллинеарными магнитными структурами, у которых магнитные моменты R и 3d- подрешеток параллельны друг к другу, причем для

легких редкоземельных элементов суммарные магнитные моменты M_R и M_{Fe} редкоземельной и 3d-подрешеток направлены в одну и ту же сторону, поэтому полный магнитный момент равен $M = M_R + 2M_{Fe}$ (эти соединения являются ферромагнетиками). Для тяжелых редкоземельных элементов суммарные магнитные моменты M_R и M_{Fe} антипараллельны, поэтому полный магнитный момент $M = M_R – 2M_{Fe}$, следовательно, это ферримагнетики.

Таблица 1

Параметр решетки (a), полный магнитный момент (μcalc), температура Кюри (TC), температур СПП (Tsr1, Tsr2) и константа магнитострикции при комнатной температуре (λ_{111}) сплавов $Sm_{0.2}(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Fe_2$

x	a, A	μ_{calc},	T_C, K	T_{sr1}, K	T_{sr2}, K	λ_{111}, ppm (T = 300 K)
0	7,4036	-4,0	718	95	135	-320
0,2	7,3961	-2,6	681	92	115	-397
0,4	7,3921	-1,2	640	81	101	-178
0,6	7,3894	0,2	610		106	-167
0,8	7,3876	1,6	578			-140
1	7,3704	3,0	541	93	110	-200

Магнитная структура соединений $Sm_{0.2}(Gd_{1-x}Y_x)_{0.8}Fe_2$ может быть рассмотрена в модели трех подрешеток Sm, Gd и Fe, магнитные моменты которых ориентированы коллинеарно. Магнитный момент на атомах тяжелого редкоземельного металла Gd составляет μ_{Gd} = 7 μB/атом и упорядочивается антипараллельно магнитному моменту железа, в то время как магнитный момент на атомах легкого РЗМ Sm составляет μ_{Sm} = 0,7 μB/атом и упорядочивается сонаправленно магнитному моменту железа. Разбавляя редкоземельную подрешетку немагнитным иттрием, можно наблюдать явление магнитной компенсации и определить компенсационный состав. Были проведены теоретические расчеты в модели коллинеарных моментов подрешеток (Sm, Gd и Fe). Величина полного магнитного момента определяется по формуле:

$$\mu_{calc} = 2\mu Fe + + 0{,}2\ \mu Sm - (1 - x)\ \mu Gd \qquad (1)$$

где μFe = 1.45 μB/атом – магнитный момент в подрешетке Fe, определенный из намагниченности соединения YFe_2. В табл. 1 показаны значения полного магнитного момента от концентрации иттрия рассчитанные по формуле (1). Отрицательный знак перед значениями намагниченности показывает, что магнитный момент подрешетки Gd превышает момент подрешеток Sm и Fe. Из таблицы видно, что наиболее близким к компенсационному является состав с концентрацией иттрия x = 0.6. Из выражения (1) получено теоретическое значение концентрации иттрия в компенсационном составе $x_{comp} \approx 0{,}57$.

При переходе из парамагнитного в магнитоупорядоченное состояние кубическая кристаллическая решетка соединения $SmFe_2$ испытывает ромбоэдрические искажения, сжимаясь вдоль направления <111>. Такая структура в $SmFe_2$ сохраняется при понижении температуры до ~200 K. При дальнейшем уменьшении температуры сначала появляется «угловая» магнитная фаза: вектор спонтанного магнитного момента находится в плоскости (110) (не совпадая по направлению ни с осью <111>, ни с осью <110>), и лишь затем, при температурах ниже ~125 K, магнитный момент достигает оси <110>. Температуры двух СПП в $SmFe_2$ заметно отличаются друг от друга по данным разных авторов [2-3]. Аномалии в области СПП проявляются при исследовании многих физических свойств. В РЗ сплавах со структурой фаз Лавеса аномалии при температурах СПП особенно сильно проявляются на поведении магнитострикции. По этой причине мы провели детальные исследования температурных и полевых зависимостей магнитострикции соединений $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$, полученных при замещении самария атомами магнитного гадолиния и немагнитного иттрия.

Магнитострикция крайне чувствительна к различным СПП в магнетиках. В исследованных соединениях продольная магнитострикция ($\lambda_{\parallel}$) имеет отрицательные

значения во всей исследованной области температур. В области температур вблизи 300 K продольная магнитострикция достигает насыщения в полях выше 6 кЭ, а при низких температурах – демонстрирует резкий рост в полях до 12 кЭ. Величина магнитострикционных деформаций достигает при T = 85 K достаточно большого значения $\lambda_{||}$ ~ –400 ppm в поле 12 кЭ. Принимая во внимание полученные экспериментальные данные, были рассчитаны и построены температурные и полевые зависимости анизотропной (λ_a) и объемной магнитострикции (λ_ω) для соединений $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$, а также проведено сравнение с данными, полученными ранее для соединения $SmFe_2$. Как и $SmFe_2$, соединения $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$ демонстрируют отрицательную анизотропную магнитострикцию. Величины λ_a исследованных составов примерно в 8-9 раз меньше, чем у $SmFe_2$. Также обнаружено, что в соединениях $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$ с ростом температуры наблюдается резкое уменьшение (по модулю) величины объемной магнитострикции.

Хорошо известно, что каждой ориентации оси легкого намагничивания в кубическом кристалле соответствует вполне определенная магнитоупругая деформация кристаллической решетки, которую можно рассчитать, зная значения констант магнитострикции λ_{100} и λ_{111}. Константа λ_{111} ответственна за ромбоэдрические, а λ_{100} – за тетрагональные деформации решетки. В случае поликристалла магнитострикцию можно описать, усреднив по различным кристаллографическим направлениям. Тогда для продольной магнитострикции при насыщении получим зависимость:

$$(\lambda_{||})_s = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111} \qquad (2)$$

Известно [3], что в сплавах РЗМ и железа со структурой фазы Лавеса, основной вклад составляют ромбоэдрические искажения, т.е. $\lambda_{111} >> \lambda_{100}$. Согласно (2), используя экспериментальные данные для продольной магнитострикции, были рассчитаны значения константы магнитострикции λ_{111} при комнатной температуре, которые показаны в табл.1. Для области температур ниже 220 K нельзя достоверно посчитать константу λ_{111} поскольку кривые магнитострикции не насыщены, по-видимому, вклад от тетрагональных искажений становится более значительным. В соединениях YFe_2 и $GdFe_2$ константа магнитострикции λ_{111} крайне мала и составляет 2 ppm и 5 ppm. Для $SmFe_2$ λ_{111} при комнатной температуре составляет –2100 ppm [3]. Если предположить, что магнитоупругая энергия соединений системы $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$ имеет одноионную природу, то константы магнитострикции соединений такой системы должны зависеть линейно от концентрации иттрия. Полученное в нашей работе значение λ_{111} для $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$ подтверждает это предположение.

Таким образом, в нашей работе обнаружено влияние замещений гадолиния иттрием на температуру Кюри и температуры спин-переориентационных переходов. Показано, что наличие СПП в в системе $Sm_{0.2}(Gd,Y)_{0.8}Fe_2$ определяется вкладом самария. Определено, что увеличение концентрации ионов иттрия приводит к уменьшению температур фазовых переходов, величин намагниченности и магнитострикции в результате ослабления 3d-4f (а так же 4f-4f) обменного взаимодействия. Показано наличие существенного вклада одноионной магнитострикции подрешетки РЗМ в данных соединениях, что подтверждается результатами измерений температурной зависимости анизотропной магнитострикции.

Список использованных источников:

1. Grössinger R., Turtelli Sato R., Mehmood N. Materials with high magnetostriction // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – Islamabad, 2013. – C. 012002

2. Liu X.N., Lin K., Gao Q.L., et al. Structure and phase transformation in the giant magnetostriction Laves-phase SmFe2 // Inorganic Chemistry. – 2017. – 57(2) – C. 689–694

3. Korolyov A.V., Mushnikov N.V., Andreev A.V., Gaviko V.S. Magnetic and magnetoelastic properties of intermetallic compounds Sm(Fe1-xCox)2 // Phys.Met.Metall. – 69(2) 1990. – C. 88-93.

УДК 530.145:537.8

МАГНИТНЫЕ КВАНТОВЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В СИСТЕМЕ СИЛЬНО КОРРЕЛИРОВАННЫХ ХОЛОДНЫХ АТОМОВ

Н.М. Щелкачев

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт физики высоких давлений РАН
доцент, кафедра теоретической физики, Московский физико-технический институт

А.М. Белемук

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики высоких давлений РАН

А.В. Михеенков

д.ф.-м.н., зав. теоретическим отделом, Институт физики высоких давлений РАН
профессор, кафедра теоретической физики, Московский физико-технический институт

К.И. Кугель

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН

Аннотация. *Исследованы возможные типы упорядочения в модели Бозе-Хаббарда для векторных бозонов двух типов на оптической решетке. Показано, что взаимодействие спиновых и псевдоспиновых степеней свободы приводит к нетривиальной магнитной фазовой диаграмме, включающей спин-нематическую конфигурацию.*

Ключевые слова: *магнитные фазовые диаграммы, векторные бозоны, холодные атомы*

MAGNETIC QUANTUM PHASE TRANSITIONS IN A SYSTEM OF STRONGLY CORRELATED COLD ATOMS

Chtchelkatchev N.M.

Dr.Sc., Leading Researcher, Institute of High Pressure Physics RAS
Lecturer, Department of Theoretical Physics, Moscow Institute of Physics and Technology

Belemuk A.M.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of High Pressure Physics RAS

Mikheyenkov A.V.

Dr.Sc., Head of Theoretical Department, Institute of High Pressure Physics RAS
Professor, Department of Theoretical Physics, Moscow Institute of Physics and Technology

Kugel K.I.

Ph.D., Leading Researcher, Institute for Theoretical and Applied Electrodynamics RAS

Annotation. *Possible types of ordering in the Bose-Hubbard model for two types of vector bosons on optical lattice are investigated. We show that the interaction of spin and pseudo-spin degrees of freedom leads to a nontrivial magnetic phase diagram including a spin-nematic configuration.*

Keywords: *magnetic phase diagrams, vector bosons, cold atoms*

Квантовое состояние холодных атомов в оптических решетках в режиме моттовского изолятора, когда прыжки подавлены, в основном определяется взаимодействиями плотность-плотность U_0 и (псевдо)спин-(псевдо)спин U_s, которые, в свою очередь, могут управляться *in situ*, в отличие от сильно коррелированных электронов в твердых телах. Мы показываем на одной унифицированной основе, как для ряда систем холодных атомов – векторных фермионов или бозонов – изменение U_0 и U_s управляет последовательностью квантовых фазовых переходов (QPT), которые включают (псевдо) спиновое состояние и упорядочение частиц (рис. 1). Эти квантовые фазовые переходы возникают в результате конкурирующих взаимодействий.

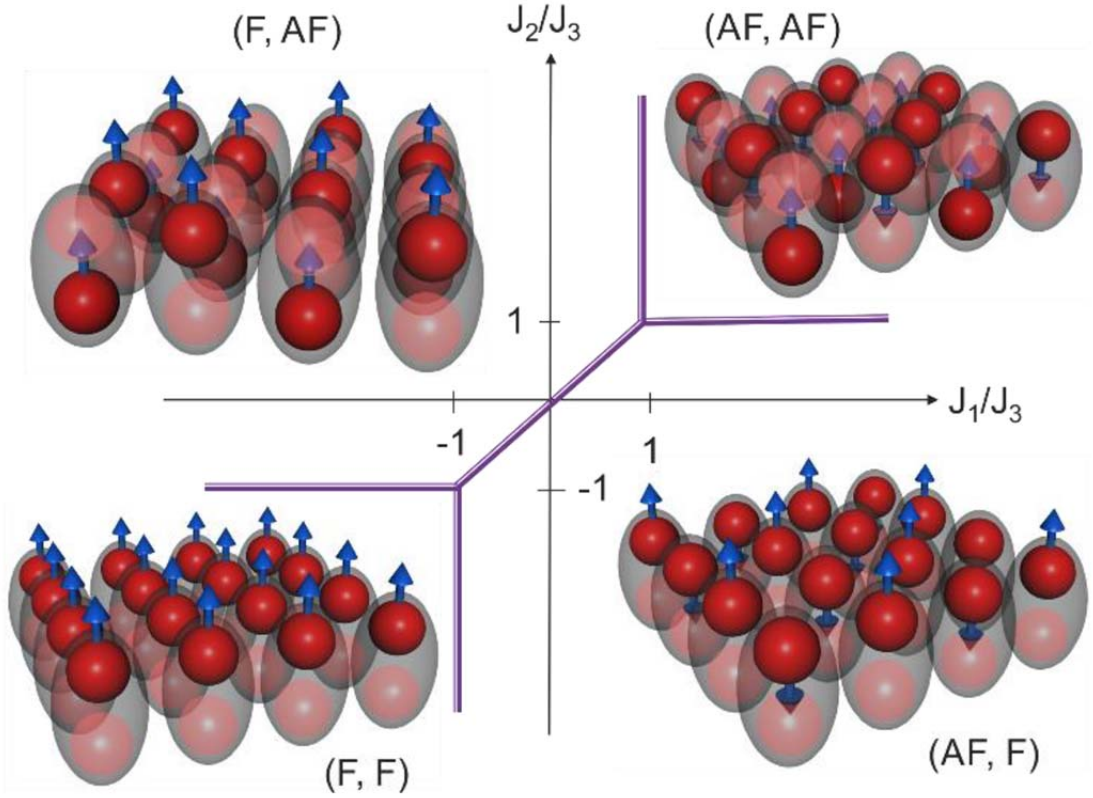


Рис. 1. Фазы векторных бозонов на оптической решетке.

В качестве примера проанализированы возможные типы упорядочения в бозон-фермионной модели. Гамильтониан по сути связан с моделью Бозе–Хаббарда для двух видов векторных бозонов на оптических решетках. Мы показываем, что такую модель можно свести к спин-псевдоспиновой модели типа Кугеля–Хомского, но, в отличие от её обычной версии, мы имеем дело со случаем спина $S = 1$ и псевдоспина 1/2. Продемонстрировано, что взаимодействие спиновых и псевдоспиновых степеней свободы приводит к довольно нетривиальной магнитной фазовой диаграмме, включающей спин-нематические конфигурации. Подстройка параметра U_s в спиновом канале взаимодействия приводит к квантовым фазовым переходам.

Мы обнаружили, что основное состояние системы всегда имеет псевдоспиновую доменную структуру. С другой стороны, изменение знака U_s переключает упорядочение спинов основного состояния внутри доменов с ферро- на аниферромагнитное. В результате мы возвращаемся к модели Кугеля–Хомского спин (псевдоспин)-1/2 [1] и получаем обратную картину фазовых переходов. Для данной системы представлены новые результаты также в

том случае, когда помимо характеризующих её стандартных параметров, мы имеем дело со «степенью неидентичности атома», проявляющейся в различии туннельных амплитуд и кулоновских взаимодействий на узле.

Получен каскад квантовых фазовых переходов, происходящих при возрастании степени неидентичности атомов. В то время как в системе почти идентичных векторных бозонов при эволюции межчастичного взаимодействия происходит только один фазовый переход между двумя фазами, неидентичность атомов увеличивает количество возможных фаз до шести. Полученные фазовые диаграммы настолько нетривиальны, что мы можем обсуждаем их эволюцию в терминах изменения образов, от подобных «картинам Ж. Миро» к подобным «картинам К. Малевича» [2, 3].

Авторы выражают благодарность за поддержку Российскому научному фонду (грант РНФ № 18-12-00438).

Список использованных источников:

1. Кугель К.И., Хомский Д.И. Эффект Яна–Теллера и магнетизм: соединения переходных металлов / Успехи физических наук. – № 4, т. 136 – М.: Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 1982. – С. 621-664.

2. Belemuk A.M., Chtchelkatchev N.M., Mikheyenkov A.V., Kugel K.I. Magnetic phase diagram and quantum phase transitions in a two-species boson model / Physical Review B. – № 9, т. 96. – NY: American Physical Society, 2017. – С. 094435.1-094435.8.

3. Belemuk A.M., Chtchelkatchev N.M., Mikheyenkov A.V., Kugel K.I. Quantum phase transitions and the degree of nonidentity in the system with two different species of vector bosons / New Journal of Physics. – т. 20. – Bristol: IOP Publishing, 2018. – С. 063039.1-063039.13.

Существуют вещи, подобовидные плотным телам, но гораздо более тонкие, чем видимые предметы.

Диоген Лаэртский

МАГНИТНЫЕ ПЛЁНКИ И МНОГОСЛОЙНЫЕ СТРУКТУРЫ

УДК 537.9

ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ EuO/Ge ДЛЯ ПРИЛОЖЕНИЙ СПИНТРОНИКИ: СИНТЕЗ И СВОЙСТВА

Аверьянов Д.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Соколов И.С.

инженер-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт»

Каратеев И.А.

лаборант-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт»

Талденков А.Н.

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Кондратьев О.А.

инженер, НИЦ «Курчатовский институт»

Токмачев А.М.

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Парфенов О.Е.

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Сторчак В.Г.

д.ф.-м.н., нач. лаб. новых элементов наноэлектроники, НИЦ «Курчатовский институт»

Аннотация. *Рост производительности микроэлектронных устройств, долгое время осуществлявшийся за счет масштабирования, достиг своего предела. Дальнейшее улучшение электронных компонентов невозможно без качественных изменений за счет использования новых материалов с улучшенными характеристиками и, в особенности, предоставляющих возможность построения устройств с новыми концепциями функционирования. Создание таких устройств целесообразно производить на основе существующей технологической полупроводниковой платформы. В этом контексте все большее внимание притягивает к себе Ge как базовый полупроводник со значительной подвижностью носителей. Поэтому создание функциональных структур с его использованием представляет актуальную задачу. В данной работе рассматриваются гетероструктуры EuO/Ge(001), перспективные для создания полупроводниковых спинтронных устройств. Использование EuO – материала, являющегося магнитным полупроводником – в качестве спин-инжекционного контакта позволяет избежать проблемы рассогласования проводимостей, приводящей к критическому уменьшению эффективности спиновой инжекции. Разработанные нашей группой специальные методики синтеза EuO позволяют получать гетероструктуры EuO/Ge(001) с атомно-резким интерфейсом, без включений каких-либо побочных фаз. Магнитные свойства структур, важные для спин-инжекционной функциональности, не уступают магнитным свойствам объемных кристаллов. Результаты демонстрируют высокое качество структур, необходимое для приложений спинтроники.*

Ключевые слова: *спинтроника, молекулярно-лучевая эпитаксия, гетероструктуры, EuO, германий*

EPITAXIAL HETEROSTRUCTURES EuO/Ge FOR SPINTRONIC APPLICATION: SYNTHESIS AND PROPERTIES

Averyanov D.V.

PhD, senior researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Sokolov I.S.

research engineer, NRC «Kurchatov Institute»

Karateev I.A.

research assistant, NRC «Kurchatov Institute»

Taldenkov A.N.

PhD, senior researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Kondratev O.A.

engineer, NRC «Kurchatov Institute»

Tokmachev A.M.

PhD, leading researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Parfenov O.E.

PhD, leading researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Storchak V.G.

Sc.D., head of the laboratory of new nanoelectronic elements, NRC «Kurchatov Institute»

Annotation. *The increase in performance of microelectronic devices is reaching its limit. Further improvement of electronic components requires groundbreaking changes – implementation of new materials with superior characteristics, capable to be a workhorse for devices based on fundamentally new concepts. Integration of such materials with existing semiconductor technological platforms is particularly enticing. In this context, particular attention is paid to Ge as a basic semiconductor material with high carrier mobility. Thus, the design of functional structures integrated with Ge is a task of current interest. Here, we studied EuO/Ge heterostructures, a promising system for semiconductor spintronic devices. The use of the magnetic semiconductor EuO as a spin contact avoids the long-standing problem of conductivity mismatch obstructing spin injection. Special EuO synthesis techniques developed in our group yield EuO/Ge heterostructures with atomically sharp interface, free of any side-product phases. The magnetic properties of the structures, important for spin-injection functionality, match those of bulk crystals. The results demonstrate high quality of the structures, suggesting their application in real spintronic devices.*

Keywords: *spintronics, molecular-beam epitaxy, heterostructures, EuO, germanium*

Рост производительности микроэлектронных устройств, на протяжении десятилетий осуществлявшийся за счет масштабирования базовых элементов, в последнее время все сильнее замедляется по причине приближения к фундаментальному пределу. Дальнейшее улучшение характеристик электронных компонентов невозможно без применения новых принципов функционирования. Одним из направлений, способных предоставить концептуальную платформу для создания устройств нового поколения считается спинтроника – направление микроэлектроники, использующее эффекты, связанные с наличием у электрона спиновой степени свободы. Реализация потенциала спинтроники невозможна без использо-

вания новых магнитных материалов. Создание спинтронных устройств целесообразно проводить на базе существующих технологических полупроводниковых платформ – на основе Si и Ge.

Данные материалы немагнитны, следовательно, спиновая поляризация в них должна быть сгенерирована извне. Более простой в реализации при создании реальных устройств считается инжекция спин-поляризованных носителей из магнитного контакта. При этом из-за проблемы рассогласования проводимостей предпочтение отдается полупроводниковым контактам. Одним из самых перспективных материалов на эту роль представляется EuO: материал обладает 100 % спиновой поляризацией носителей, тогда как его проводимость можно менять (и таким образом подстраивать под проводимость базового материала) путем легирования редкоземельными элементами. Однако эпитаксиальный рост высококачественных пленок EuO представляет технологически сложную задачу.

Нашей группой были разработаны высокотемпературные (оптимальные для автоматического соблюдения стехиометрии) [1, 2] и низкотемпературные (позволяющие добиться максимально резкого интерфейса) [3] методики формирования эпитаксиальных гетероструктур EuO/Si, свойства которых отвечают задачам кремниевой спинтроники [4]. Вместе с тем, по мере внедрения high-k диэлектриков и утраты SiO_2 доминирующей роли подзатворного диэлектрика все большее внимание притягивает к себе Ge. По сравнению с Si, Ge обладает значительно большей подвижностью носителей, что положительным образом сказывается на производительности устройств, изготовленных на его основе. Данная работа посвящена синтезу и изучению системы EuO/Ge(001).

Формирование структур проводилось методом молекулярно-лучевой эпитаксии путем осаждения Eu в потоке кислорода. Для модификации свойств интерфейса были использованы различные варианты основы для роста: чистый Ge(001) и различные поверхностные фазы, сформированные атомами Eu на поверхности Ge(001). Совместный анализ структуры методами дифракции быстрых электронов, рентгеновской дифрактометрии и просвечивающей электронной микроскопии (рис. 1) свидетельствует о двумерном росте эпитаксиальной пленки с резкой границей раздела EuO/Ge без включений нежелательных фаз.

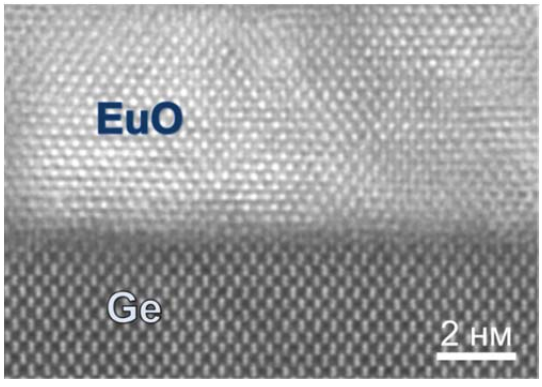


Рис. 1. Темнопольное изображение просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения, демонстрирующее поперечное сечение структуры EuO/Ge(001)

Изучение магнитных свойств образцов производилось с помощью СКВИД-магнитометрии. Кривая температурной зависимости намагниченности (рис 2(а)), снятая в магнитном поле, лежащем в плоскости, демонстрирует ферромагнитный переход с температурой Кюри, равной 68 K. Несмотря на небольшую толщину пленок, она совпадает со значением, характерным для объемных монокристаллов. Это указывает на отсутствие значительного числа дефектов в пленке, которые неизбежно приводили бы к уменьшению температуры перехода. Полевая зависимость намагниченности при 2 K (рис 2(б)), также снятая для по-

ля, лежащего в плоскости, показывает гистерезис $H_C \approx 18$ мТл. Ширина гистерезисной петли двукратно превышает соответствующее значение для структур EuO/Si, что, по-видимому, вызвано бóльшим рассогласованием решеток, инициирующим формирование большего количества дефектов для снятия напряжений. Намагниченность насыщения достигает предельной (для $4f^7$ конфигурации Eu^{2+}) величины 7 $\mu_Б$/Eu, свидетельствуя об отсутствии переокисленных немагнитных включений (Eu_3O_4 и Eu_2O_3) в объеме пленки.

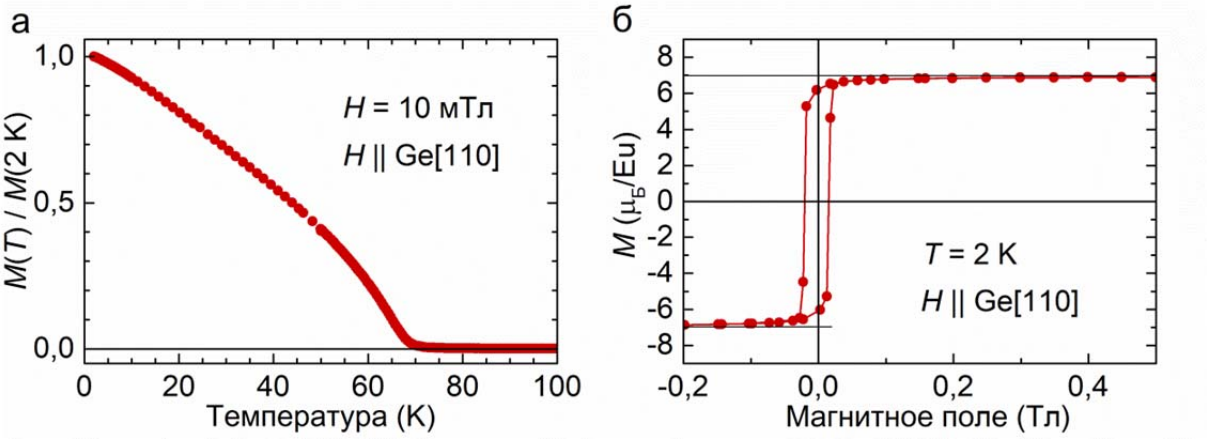


Рис. 2. (а) Температурная (в 10 мТл) и (б) полевая (при 2 K) зависимости намагниченности структуры SiO_x/EuO/Ge с толщиной d_{EuO} = 6 нм, измеренные в магнитном поле H || Ge[110]

Латеральный транспорт через структуры SiO_x/EuO/Ge осуществляется по подложке Ge, что констатирует изоляционные свойства EuO, подтверждая его стехиометричность. Вместе с тем, наблюдаемый аномальный эффект Холла является индикатором спиновой поляризации носителей в Ge, приобретенной за счет эффекта близости с ферромагнитным EuO, и, следовательно, свидетельствующей о резкости границы раздела EuO/Ge.

Совокупные результаты исследований подтверждают перспективность разработанной методики синтеза гетероструктур EuO/Ge(001), а демонстрируемые ими физические свойства создают предпосылки для их использования в устройствах германиевой спинтроники.

Представленная работа проведена при частичной поддержке НИЦ «Курчатовский институт» [приказ № 1055 (характеризация)], Российского Научного Фонда [гранты 19-19-00009 (синтез) и 20-79-10028 (измерения свойств)] и Совета по грантам Президента РФ [стипендия Президента РФ СП-1398.2019.5].

Список использованных источников:

1. Averyanov D.V., Sadofyev Yu.G., Tokmachev A.M., Primenko A.E., Likhachev I.A., Storchak V.G. Direct epitaxial integration of the ferromagnetic semiconductor EuO with silicon for spintronic applications // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2015. – V. 7. – P. 6146-6152.

2. Averyanov D.V., Karateeva C.G., Karateev I.A., Tokmachev A.M., Vasiliev A.L., Zolotarev S.I., Likhachev I.A., Storchak V.G. Atomic-scale engineering of abrupt interface for direct spin contact of ferromagnetic semiconductor with silicon // Scientific reports. – 2016. – V. 6. – 22841-1–22841-9.

3. Averyanov D.V., Sokolov I.S., Karateev I.A., Taldenkov A.N., Parfenov O.E., Tokmachev A.M., Storchak V.G. Universal interface between functional oxides and silicon // Advanced Functional Materials. – 2021. – 2010269-1–2010269-7.

4. Lev L.L., Averyanov D.V., Tokmachev A.M., Bisti F., Rogalev V.A., Strocov V.N., Storchak V.G. Band structure of the EuO/Si interface: justification for silicon spintronics // Journal of Materials Chemistry C. – 2017. – V. 5. – P. 192-200.

УДК 537.622:53.096

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ПАРАМЕТРЫ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ОДНООСНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Зюзин А.М.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой экспериментальной и теоретической физики, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

Бакулин М.А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

Янцен Н.В.

к.ф.-м.н., доцент кафедры экспериментальной и теоретической физики, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва

Аннотация. *Исследовано влияние высокотемпературного отжига на характеристики эпитаксиальных плёнок ферритов-гранатов с одноосной магнитной анизотропией. Установлено, что параметром, наиболее чувствительным к температуре отжига, является ростовая магнитная анизотропия. Намагниченность насыщения и параметр обменного взаимодействия вплоть до температуры 1100 °С остаются неизменными.*

Ключевые слова: *пленки ферритов-гранатов, ферромагнитный резонанс, высокотемпературный отжиг, магнитная анизотропия*

THE TEMPERATURE INFLUENCE ON SINGLE-CRYSTAL FERRITE-GARNET FILMS PARAMETERS WITH UNIAXIAL ANISOTROPY

Zyuzin A.M.

Dr.Sc., professor, head of Department of experimental and theoretical physics, National Research Mordovia State University

Bakulin M.A.

PhD, associate Professor of the Department of general physics, National Research Mordovia State University

Yantsen N.V.

PhD, associate Professor of the Department of experimental and theoretical physics, National Research Mordovia State University

Annotation. *We studied the influence of high-temperature annealing on the characteristics of epitaxial ferrite-garnet films with uniaxial magnetic anisotropy. It is established that the parameter most sensitive to the annealing temperature is the growth magnetic anisotropy. The saturation magnetization and the exchange interaction parameter up to the temperature of. 1100 °C remain unchanged.*

Keywords: *ferrite-garnet films, ferromagnetic resonance, high-temperature annealing, magnetic anisotropy*

Пленки ферритов-гранатов привлекают особое внимание, связанное с наличием ряда уникальных магнитоэлектрических свойств этих материалов [1,2], с поиском новых альтернативных подходов к записи информации, один из которых продемонстрирован в области сверхбыстрого оптомагнетизма. Также большой интерес к этим материалам связан с перспективами их применения для логических операций на спиновых волнах в тонкопленочных волноводах [3,4], магнонных транзисторах и других элементах магнетоэлектроники и спинтроники [5,6].

В настоящей работе исследовано влияние высокотемпературного отжига в воздушной среде на магнитную анизотропию и другие параметры монокристаллических эпитаксиальных плёнок ферритов-гранатов, а также на температурные зависимости этих параметров.

Пленки состава $(Y_{1.4}Sm_{0.47}Lu_{0.38}Ca_{0.75})(Ge_{0.65}Si_{0.1}Fe_{4.25})O_{12}$ были выращены методом жидкофазной эпитаксии на подложках гадолиний-галлиевого граната с плоскостью (111). Толщина пленок была равной 2.1 мкм, намагниченность насыщения $4\pi M_s$ = 470 Гс, эффективное поле одноосной анизотропии $H_{ku}^{eff} = H_{ku} - 4\pi M = 1370$ Э (здесь H_{ku} – поле одноосной ростовой анизотропии), поле кубической анизотропии H_{k1} = 96 Э. Время отжига при каждой температуре составляло 60 минут. Температура поддерживалась с точностью ± 3 °C. Определение параметров пленок производили методом ферромагнитного резонанса на радиоспектрометре PS 100X на частоте 9.4 ГГц. Намагниченность насыщения M_s определяли по интенсивности и ширине линии поглощения [7], эффективное поле одноосной анизотропии – по резонансным полям при перпендикулярной и параллельной ориентациях магнитного поля относительно пленки.

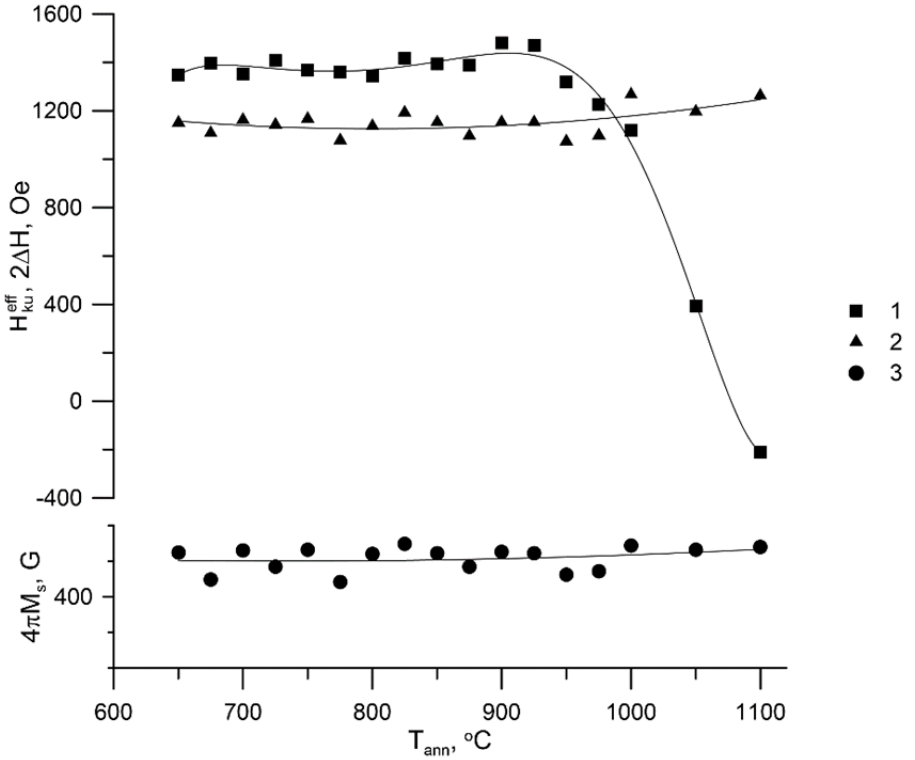


Рис. 1. Зависимости H_{ku}^{eff} (1), 2ΔH (2)и $4\pi M_s$(3) от температуры отжига T_{ann}.

На рис.1 представлены зависимости эффективного поля анизотропии H_{ku}^{eff}, ширины линии 2ΔH, намагниченности насыщения $4\pi M_s$ исследованных пленок от температуры отжига T_{ann}. Видно, что вплоть до температур ~900 °C каких-либо заметных изменений этих параметров не наблюдается. При дальнейшем увеличении T_{ann} значение H_{ku}^{eff} начинает резко

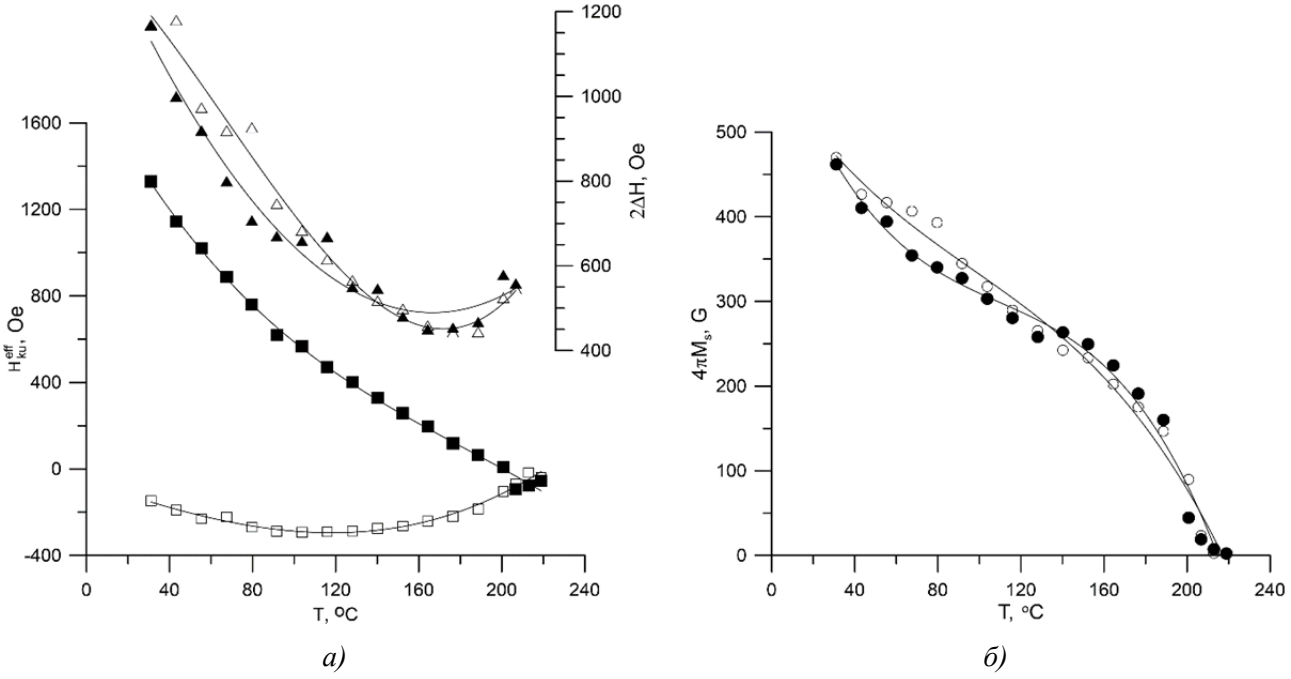
уменьшаться и в результате отжига при температуре 1100 °С оно становиться отрицательным. Отрицательное значение H_{ku}^{eff} обусловлено тем, что поле одноосной ростовой анизотропии H_{ku} становится равным примерно 310 Э, а вклад размагничивающего поля (-4πM) не меняется. Неизменность намагниченности свидетельствует о том, что какого-либо изменения в распределении ионов железа по тетраэдрическим и октаэдрическим позициям в результате отжига не происходит. При этом, несколько изменяется характер взаимодействия между быстро релаксирующими (редкоземельными) ионами додекаэдрической подрешетки и ионами Fe^{3+}, о чем свидетельствует небольшое возрастание 2ΔH.

Дополнительно нами были исследованы температурные зависимости эффективного поля одноосной анизотропии, намагниченности насыщения и параметра затухания, а также определена температура Кюри в пленках до и после отжига. Из рис.2 видно, что изменения, произошедшие в структуре пленки в результате высокотемпературного отжига весьма существенным образом изменили значение поля одноосной анизотропии и, соответственно, его температурную зависимость и практически не повлияли на намагниченность насыщения и температуру Кюри, которая связана с энергией обменного взаимодействия А.

$$A = A_0 \frac{(T_K - T)}{(T_{K0} - T)}, \qquad (1)$$

где A_0 – константа обменного взаимодействия незамещенного феррита-граната, T_{K0} = 560 К, T_K – температура Кюри исследуемого феррита-граната.

Согласно известной модели [8] ростовая одноосная анизотропия обусловлена селективным заселением кристаллографически неэквивалентных додекаэдрических позиций редкоземельными ионами с большим и малым ионными радиусами. Поэтому резкое уменьшение H_{ku}^{eff} при температурах выше 900 °С можно объяснить процессами перераспределения таких ионов по додекаэдрическим позициям. Такое перераспределение приводит и к некоторому возрастанию времени релаксации магнитной спиновой системы пленок, о чем свидетельствует увеличение ширины линии ФМР при температурах выше 1000 °С.



а) *б)*

Рис. 2. Температурные зависимости эффективного поля одноосной анизотропии H_{ku}^{eff} (■,□), ширины линии ФМР 2ΔH (▲,Δ) и намагниченности насыщения $4\pi M_s$ (●,○)для исходного (темные символы) и отожженного (светлые символы) образцов.

Неизменившееся значение температуры Кюри, а также схожесть температурных зависимостей ширины линии (рис. 2а) и намагниченности (рис. 2б) исходного и отожженного образцов, свидетельствуют о том, что величина косвенного обменного взаимодействия между ионами Fe^{3+} в тетра- и октаэдрических подрешетках, как и состояние кислородного окружения этих ионов в результате отжига не изменились. Из рис. 2а видно, что на температурной зависимости эффективного поля одноосной анизотропии H_{ku}^{eff} для отожженного образца имеет место некоторая нерегулярность, проявляющаяся в наличии минимума при температуре ~120 °C. Это объясняется различием в характере температурных зависимостей $H_{ku}(T)$ и $4\pi M_s(T)$, определяющих в свою очередь зависимость $H_{ku}^{eff}(T)$.

Таким образом, изменения в структуре исследованных пленок ферритов-гранатов происходящие в результате высокотемпературного отжига в интервале 25–1100 °C, практически не влияют на величину намагниченности и константу обменного взаимодействия. Параметром пленок, наиболее чувствительным к отжигу, является ростовая магнитная анизотропия. Также, хотя и в меньшей степени, отжиг влияет на параметры релаксации магнитной спиновой системы.

Список использованных источников:

1 Куликова. Д.П., Пятаков А.П., Николаева Е.П., и др. Зарождение цилиндрических магнитных доменов в пленках ферритов гранатов с помощью электрического зонда / Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т. 104, В. 3. – С. 196-200.

2. Sadovnikov A.V., Davies C.S., Kruglyak V.V. et. al. Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide / Phys. Rev. B. – 2017. – V. 96. Iss. 6. – P. 060401(R).

3. Goto T., Morimoto R., Pritchard J.W. et. al. Magneto-optical Q-switching using magnetic garnet film with micromagnetic domains / Opt. Express. – 2016 – V. 24, Iss. 16. – P. 17635-17643.

4. S. Klinger, A.V. Chumak, T. Mewes et.al. Measurements of the exchange stiffness of YIG films using broadband ferromagnetic resonance techniques / J. Phys. D: Appl. Phys. – 2015. – V. 48. N.1. – P. 015001

5. T. Shneider, A.A. Serga, B. Leven et. al. Realization of spin-wave logic gates / Appl. Phys. Lett. – 2008. – V. 92, Iss. 2. – P. 022505.

6. Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi et. al. Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator / Nature. – 2010. – V. 464, N. 7286 – P. 262-266.

7. Зюзин А.М., Ваньков В.Н., Радайкин В.В. Определение намагниченности насыщения анизотропных магнитных пленок по интенсивности и ширине линии ФМР / Письма в ЖТФ. – 1991. – Т. 17. В.23. – С. 65-69.

8. Эшенфельдер С. Физика и техника цилиндрических магнитных доменов. / Пер. с англ. Под. Ред. К.П. Белова. – М.:, Мир, 1983. – 486 с.

УДК 537.611

ТЕМПЕРАТУРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНОК С РАЗНЫМИ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫМИ ПОДРЕШЕТКАМИ

Сирюк Ю.А.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
отдел физики магнитных явлений и высокотемпературной сверхпроводимости,
Донецкий национальный университет

Безус А.В.

к.ф.-м.н., доцент,
заведующий кафедрой Общей физики и дидактики физики,
Донецкий национальный университет

Бондарь Е.Д.

старший преподаватель кафедры Общей физики и дидактики физики,
Донецкий национальный университет

Кононенко В.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник,
отдел физики и диагностики перспективных материалов,
Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Аннотация. *Экспериментально изучены спонтанные фазовые переходы в жесткой доменной структуре двух одноосных феррит-гранатовых пленок с разными редкоземельными подрешетками. Определено, что температура компенсации, а, следовательно, и рабочие интервалы пленок зависят от структуры редкоземельной подрешетки. Показано, что температурный интервал устойчивости решетки цилиндрических магнитных доменов зависит от структуры доменных границ.*

Ключевые слова: *феррит-гранатовая пленка, фазовые переходы, доменная граница, магнитные домены, вертикальная блоховская линия*

TEMPERATURE STABILITY OF THE DOMAIN STRUCTURE OF FERRITE-GARNET FILMS WITH DIFFERENT RARE-EARTH SUBLATTICES

Siryuk Ju.A.

Dr.Sc. in Physico-mathematical Sciences, Leading Researcher,
Department of Physics of Magnetic Phenomena and High-Temperature Superconductivity,
Donetsk National University

Bezus A.V.

Ph.D. of Physico-mathematical Sciences,
Head of the Department of General Physics and Didactics of Physics, Donetsk National University

Bondar E.D.

Senior Lecturer of the Department of General Physics and Didactics of Physics,
Donetsk National University

Kononenko V.V.

Ph.D. of Physico-mathematical Sciences, Research Officer,
Department of Physics and Diagnostics of Advanced Materials,
Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Annotation. *Spontaneous phase transitions in a rigid domain structure of two uniaxial ferrite-garnet films with different rare-earth sublattices have been studied experimentally. It has been determined that the compensation temperature and, consequently, the working intervals of the films depend on the structure of the rare-earth sublattice. It is shown that the temperature range of stability of the lattice of cylindrical magnetic domains depends on the structure of the domain walls.*

Keywords: *ferrite-garnet film, phase transition, domain wall, magnetic domains, vertical Bloch line*

Интерес к исследованию эпитаксиальных пленок феррита-граната остается устойчивым до настоящего времени. Это объясняется тем, что степени проявления различных эффектов в таких пленках гораздо выше, чем у объемных монокристаллов того же свойства. Кроме того, технический прогресс открывает новые возможности практического применения феррит-гранатовых пленок. В последнее время свойства полосовой доменной структуры (ДС) и решеток цилиндрических магнитных доменов (ЦМД) используют при создании устройств транспортировки магнитомаркированных микробиологических частиц.

В наших работах [1,2] экспериментально изучены спонтанные фазовые переходы (ФП) в доменной структуре феррит-гранатовой пленки в широком температурном интервале от точки магнитной компенсации до температуры Нееля. Показано, что при изменении температуры или магнитного поля происходят фазовые переходы в доменной границе, которые вызывают фазовые переходы в решетке ЦМД, а температурные интервалы устойчивости решетки ЦМД зависят от структуры доменных границ.

Актуальность данной работы в том, что исследования, проведенные в ней, могут быть использованы при создании устройств записи и хранения информации на спинах доменных границ. В данных устройствах возможна одновременная и/или параллельная запись и хранение информации на доменах и на спинах, что существенно может расширить возможности таких устройств. Кроме того, исследования, проведенные в ней, могут быть использованы при создании устройств транспортировки магнитомаркированных микробиологических частиц. Эти устройства можно использовать для сортировки при разных температурах химических частиц по их размерам.

В настоящей работе рассматривается влияние различного состава редкоземельной подрешетки на спонтанные фазовые переходы в жесткой решетке ЦМД.

Для исследования выбраны пленки с развитой поверхностью ⟨111⟩, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевой подложке составов: №1– $(GdTm)_3(FeGa)_5O_{12}$ (T_N=528К, T_C=240К), где T_N– температура Нееля, T_C– температура магнитной компенсации; №2– $(YGdTm)_3(FeGa)_5O_{12}$ (T_N=443К, T_C=80К). Пленки имеют при комнатной температуре фактор качества $Q > 5$. При такой величине фактора качества в доменной границе действием импульсного магнитного поля создаются вертикальные блоховские линии (ВБЛ) [3]. Доменная структура наблюдается благодаря магнитооптическому эффекту Фарадея.

Пленки имеют сильную одноосную анизотропию, вследствие чего в широком температурном интервале при $T > T_C$ наблюдается осевая фаза, т.е. создаются ЦМД. Гексагональная

решетка ЦМД формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, в отсутствии поля смещения. Затем импульсное поле выключается. Такая решетка является равновесной при температуре формирования [4]. На рис.1А и рис.1Б приведены температурные зависимости характеристик пленок.

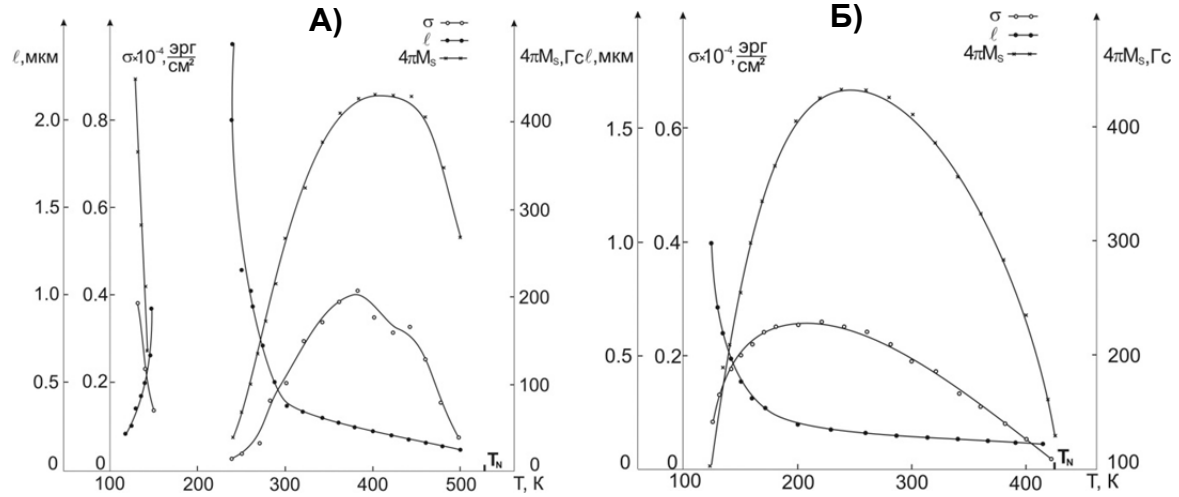


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности насыщения $4\pi M_S$, характеристической длины l и плотности энергии доменной границы σ: А) пленка №1; Б) пленка №2.

В каждой из пленок создается жесткая решетка ЦМД при температуре формирования T_F, при которой намагниченность насыщения максимальна. Температурные зависимости периода решетки $a(T)$ и диаметра ЦМД $d(T)$ подобны зависимости $l(T)$ (кривая 1 на рис.2А, рис.2Б). Под действием импульсного магнитного поля создаются жесткие доменные границы с большим количеством ВБЛ. В жестких доменах имеются две силы (сила отталкивания ВБЛ и магнитостатическая сила), которые уравновешиваются сжимающими силами поверхностного натяжения стенки Блоха.

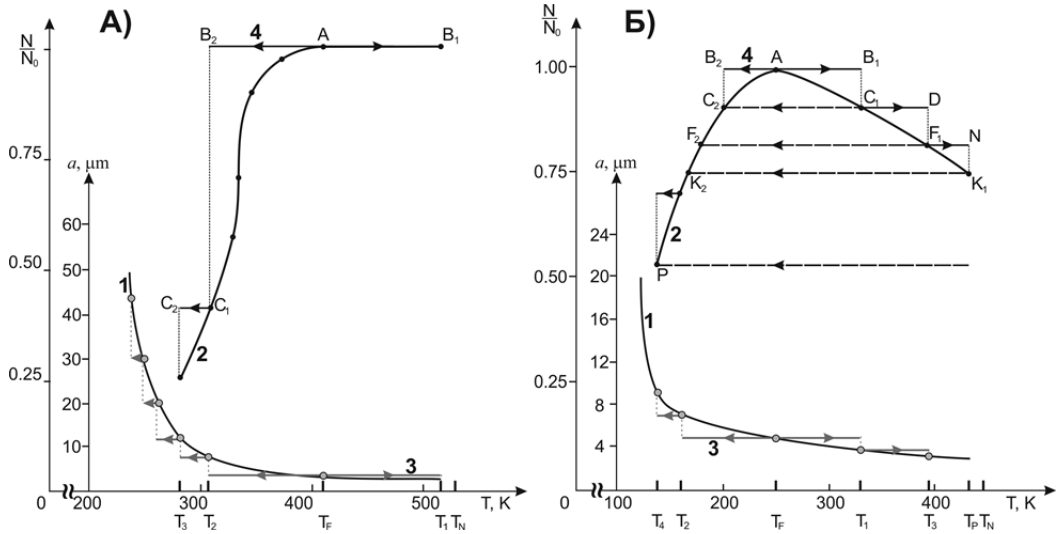


Рис. 2. Температурные зависимости параметров решеток ЦМД пленок №1 (А), №2 (Б): 1– период равновесной решетки ЦМД; 2–N/N_0 ВБЛ в ДГ равновесной решетки ЦМД; 3– период неравновесной решетки ЦМД; 4–N/N_0 ВБЛ в ДГ неравновесной решетки ЦМД.

В решетке ЦМД, как в любой термодинамической системе, происходит перераспределение сил таким образом, чтобы был минимум энергии. Поэтому в доменных границах ЦМД, составляющих решетку, импульсным магнитным полем формируется хотя и большое число ВБЛ, но, тем не менее, их количество меньше, чем в одиночных доменах. Учитывая силы, действующие на доменную границу и температурные зависимости характеристик исследуе-

мых пленок (рис.1А, рис.1Б), при T_F создается максимальное число ВБЛ в ДГ (точка А на рис.2А и рис.2Б). Для равновесной решетки ЦМД температурная зависимость числа ВБЛ изображена кривой 2 на рис.2А и рис.2Б.

Если же решетку ЦМД сформировать при T_F, а затем изменять T пленки, то решетка сохраняется (хотя является уже неравновесной) в соответствующем температурном интервале $T_1 - T_2$ (рис.2А, рис.2Б), на обоих концах которого происходят фазовые переходы. При T_1 в решетке ЦМД происходит фазовый переход первого рода в двухфазную структуру с сохранением числа доменов. Этот фазовый переход вызван фазовым переходом в доменной границе. При этом число ВБЛ в доменной границе уменьшилось путем аннигиляции (точка B_1 на рис.2А, рис.2Б). При T_2 в решетке происходит фазовый переход первого рода в новую решетку ЦМД с уменьшением числа доменов [2]. При этом в доменной границе происходит фазовый переход с уменьшением числа ВБЛ путем раскручивания (точка B_2 на рис.2А, рис.2Б). Фазовые переходы при температурах T_1 и T_2 являются фазовыми переходами первого рода как в решетке ЦМД, так и в доменной границе. В исследуемом температурном интервале таких фазовых переходов в доменной границе и в решетке наблюдается несколько (рис.2А, рис.2Б).

Из рис.2А и рис.2Б видно, что температурные интервалы устойчивости ΔT неравновесных решеток ЦМД зависят от числа ВБЛ в доменной границе. Так, при максимальном числе ВБЛ в доменной границе (точка А на рис.2А, рис.2Б) температурный интервал устойчивости равен $B_1 - B_2$. При меньшем числе ВБЛ температурный интервал устойчивости увеличивается. И при простой блоховской стенке, которая создается при $T = 0.98T_N$ [2], температурный интервал устойчивости максимален.

Из сравнения результатов исследования двух пленок с разным «разбавлением» редкоземельных подрешеток видно, что температура компенсации, а, следовательно, и рабочие интервалы пленок зависят от структуры редкоземельной подрешетки. У пленки №1 рабочий интервал смещен в область высоких температур (300–500)К, а у пленки №2 при «разбавлении» редкоземельной подрешетки ионами иттрия рабочий интервал смещается в область низких температур (160–420)К.

Список использованных источников:

1. Сирюк Ю.А., Безус А.В. Спонтанные фазовые переходы в феррит-гранатовых пленках // ФТТ. –2013. –т.55, –№ 3. –С. 547–551.

2. Сирюк Ю.А., Безус А.В., Бондарь Е.Д., Кононенко В.В. Фазовые переходы в жесткой доменной структуре феррит-гранатовой пленки // ФТТ. –2019. –т.61, –№ 7. –С. 1250–1257.

3. Малоземов А., Слонзуски Дж. Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами. –М.: Мир, 1982. –384 с.

4. А.С. 1341681 СССР. Способ формирования решетки цилиндрических магнитных доменов в магнитоодноосной пленке / Ю.А.Мамалуй, Ю.А.Сирюк, Г.С.Ярош (СССР). –№4066126; заявл. 05.05.86, опубл. 17.11.87, бюл. №36.

УДК 538.955

ВЛИЯНИЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ НА ОСОБЕННОСТИ СВЧ СПЕКТРОВ ТРЕХСЛОЙНЫХ ОБМЕННО-СВЯЗАННЫХ ПЛЕНОК FeNi/Cu/FeNi

Важенина И.Г.

к. физ.-мат. н., научный сотрудник лаборатории Физика магнитных пленок
Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

Исхаков Р.С.

д. физ.-мат. н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории Физика магнитных пленок
Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

Столяр С.В.

д. физ.-мат. н., заведующий отделом «Международный научный центр исследований экстремального состояния организма»
Федерального исследовательского центра «Красноярский научный центр Сибирского отделения Российской академии наук»

Чеканова Л.А.

к. физ.-мат. н., старший научный сотрудник лаборатории Физика магнитных пленок
Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

Яковчук В.Ю.

к. физ.-мат. н., ведущий технолог лаборатории Магнитодинамики
Института физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН (ИФ СО РАН)

Аннотация. *Трехслойные обменно-связанные пленки FeNi/Cu/FeNi были исследованы методом спин-волнового резонанса (СВР). Пленки были синтезированы с разным типом обменной связи между ферромагнитными слоями и различными граничными условиями на интерфейсах FeNi-Cu. Экспериментальные спектры содержат возбуждения оптических и акустических мод. Зависимость резонансных полей* H_{res} *от номера моды n для фазных колебаний описывается законом* $H_{res} \sim n^2$, *а для антифазных колебаний либо* $H_{res} \sim n^2$, *либо* $H_{res} \sim n^{5/2}$. *Установлены параметры, определяющие тип зависимости* $H_{res}(n)$.

Ключевые слова: *спин-волновой резонанс, поверхностная анизотропия, обменно-связанные трехслойные пленки*

INFLUENCE OF BOUNDARY CONDITIONS ON FEATURES OF MICROWAVE SPECTRUMS OF THREE-LAYERS EXCHANGE-COUPLED FeNi/Cu/FeNi FILMS

Vazhenina I.G.

Ph.D, Sci. researcher of laboratory of Physics of Magnetic Films,
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Iskhakov R.S.

Dr.Sc, Prof., chief researcher of laboratory of Physics of Magnetic Films,
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Stolyar S.V.

Dr. Sc, Head of department at Krasnoyarsk Scientific Center, Federal Research Center KSC SB RAS

Chekanova L.A.

Ph.D, Sci. senior researcher of laboratory of Physics of Magnetic Films,
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Yakovchuk V.Yu.

Ph.D, Sci. Leading Technologist of laboratory of Magnetodynamics,
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *The three-layer exchange-coupled FeNi/Cu/FeNi films were studied by the spin-wave resonance method (SWR). The films were prepared with different type of the exchange coupling between the ferromagnetic layers and the varied boundary conditions on FeNi-Cu interfaces. The experimental spectrums consist of optic and acoustic modes. The dependency of resonance fields* H_{res} *on the mode number n is described by relationship* $H_{res} \sim n^2$ *for the phase oscillations and* $H_{res} \sim n^2$ *or* $H_{res} \sim n^{5/2}$ *for the antiphase oscillations. The parameters influencing on the relationship type* $H_{res}(n)$ *were determined.*

Keywords: *spin-wave resonance, surface anisotropy, exchange-coupled three-layer films*

Согласно дисперсионному соотношению [1,2] для однородных мод, возбуждаемых в обменно-связанной системе, СВЧ спектр подобной системы содержит два пика – «акустический» и «оптический». По известным значениям резонансных полей спектра ферромагнитного резонанса (ФМР) акустической и оптической мод с высокой точностью определяется величина и знак обменного взаимодействия ферромагнитных слоев для систем как с ферро-, так и с антиферромагнитной связью между слоями [2–4].

Только несколько работ [5,6] представляют данные о регистрации спектра спин-волнового резонанса (СВР), отельные пики в котором идентифицируются как акустические неоднородные моды в сопровождении оптических сателлитов. Установленный в [5] оригинальный факт неквадратичной зависимости $H_{res}(n)$ оптических сателлитов обменных спин-волновых мод поставил ряд новых вопросов: являются ли модификации дисперсионного соотношения перманентным свойством оптических мод, и возможны ли иные степенные зависимости, а также какой параметр определяет степень n.

Поэтому нам представляется интересной задача определения вида дисперсионного соотношения обменных спиновых волн для акустических и оптических мод, а также тех параметров, которые вызывают его модификации.

Синтез образцов с ферромагнитной и антиферромагнитной обменной связью при различных граничных условиях закрепления обменных спиновых волн с нашей точки зрения является одним из возможных вариантов поиска решения на эти вопросы.

Используя зависимость $J(t_{Cu})$, представленную в [5], были выбраны толщины Cu прослойки для реализации как ферромагнитной, так антиферромагнитной обменной связи. Исследуемые пленки были синтезированы с композициями: $Fe_{20}Ni_{80}(74)/Cu(0{,}8)/Fe_{20}Ni_{80}(74)$, $Fe_{20}Ni_{80}(74)/Cu(3{,}6)/Fe_{20}Ni_{80}(74)$, $Fe_{20}Ni_{80}(95)/Cu(7{,}5)/Fe_{20}Ni_{80}(95)$ и $Fe_{20}Ni_{80}(106)/Cu(7{,}8)/Fe_{20}Ni_{80}(106)$, цифрам в круглых скобках обозначена толщина слоя в нм.

СВЧ спектры пленок были получены на оборудовании КРЦКП ФИЦ КНЦ СО РАН (спектрометр ELEXSYS E580, Bruker, Германия). Измерение СВЧ спектров проводилось при комнатной температуре в X диапазоне (частота накачки резонатора f=9.2 ГГц), образец помещался в пучность переменного магнитного поля $h_{\sim}$ объёмного резонатора. Измерения были выполнены при изменении направления постоянного магнитного поля $\vec{H}$ в плоскости, параллельной нормали пленки (по углу θ_H).

Синтезированные пленки имели различные граничные условия: на обеих границах закрепления стоячих спиновых волн $K_S > 0$; на одной из границ реализуется $K_S < 0$, на другой $K_S > 0$; на обеих границах закрепления $K_S < 0$. Экспериментальные спектры СВЧ поглощения при $\theta_H = 90°$ представлены на рис. 1.

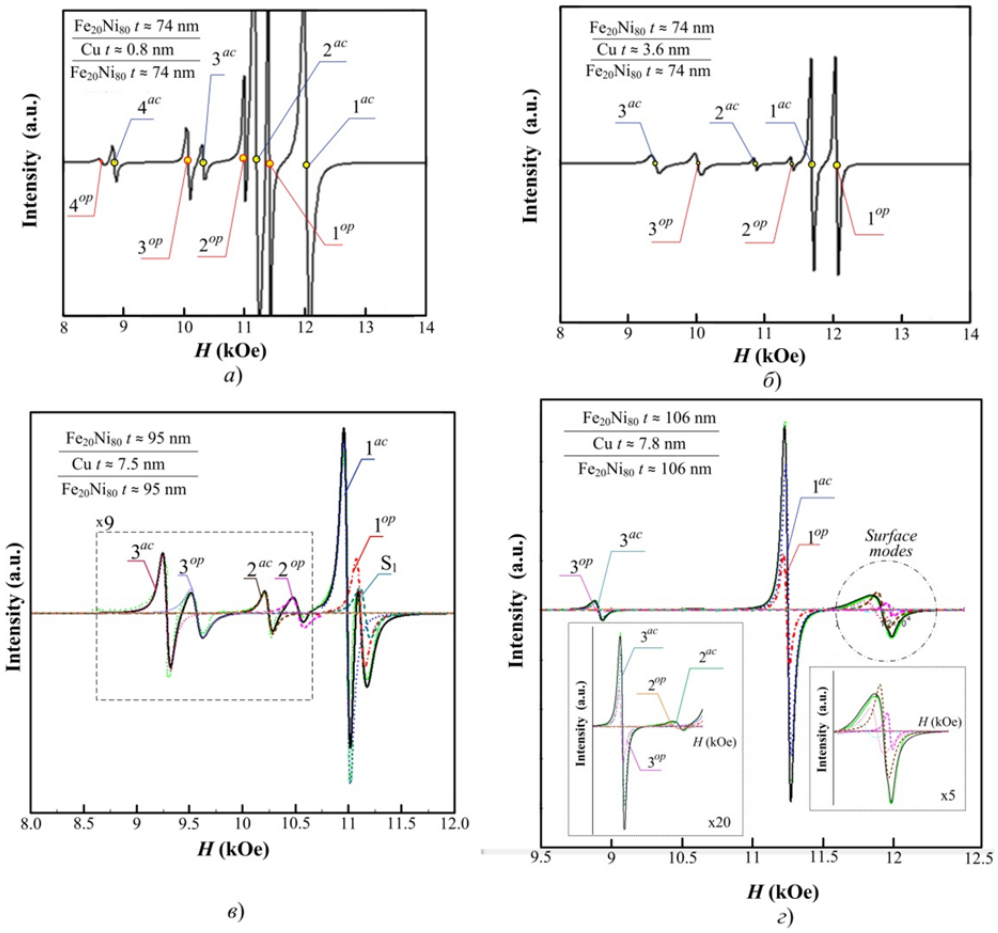


Рис. 1. СВР спектры трехслойных пленок при $K_S > 0$ на обеих границах закрепления стоячих спиновых волн (а и б); когда на одной границе $K_S > 0$, а на другой $K_S < 0$ (в); и при $K_S < 0$ на каждой границе закрепления стоячих спиновых волн (г)

Регистрируемые спектры СВР имеют сложный вид, представленный многими модами (рис.1), их идентификация выполнялась исходя из условия возбуждения оптического сателлита вблизи с каждым акустическим пиком. Номера мод вводились по акустическим пикам согласно правилам, описанным в [7–9], с учетом таких параметров как интенсивность, реализуемые граничные условия, толщина магнитного слоя.

Методом спин-волнового резонанса были установлены значения фундаментальных магнитных параметров – эффективной намагниченности, константы обменного взаимодействия и константы поверхностной анизотропии. Определено влияние граничных условий, формируемых на интерфейсе «ферромагнетик»/«немагнитный слой», на вид зависимости положений резонансных полей оптических и акустических мод от номера моды. $H_{res}^{ac}(n)$ акустических пиков при любых граничных условиях является квадратичной относительно *n*. Позиции резонансных полей оптических мод при симметричных граничных условиях описываются зависимостью вида $H_{res}^{op}(n) \sim n^{5/2}$, при антисимметричных – $H_{res}^{op}(n) \sim n^2$. Отклонение от квадратичной зависимости определяется величиной константы поверхностного закрепления.

«Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-240010»

Список использованных источников:

1. Wigen P.E., Zhang Z., Zhou L., Ye M., Cowen J.A. The dispersion relation in antiparallel coupled ferromagnetic films//J. Appl. Phys. – 1993. – V. 73. – P. 6338–6340.

2. Layadi A., Artman J.O. Ferromagnetic resonance in a coupled two-layer system// J. Magn. Magn. Mater. – 1990. – V. 92. –P. 143–154.

3. Ando Y., Koizumi H., Miyazaki T. Exchange coupling energy determined by ferromagnetic resonance in 80Ni-Fe/Cu multilayer films// J. Magn. Magn. Mater. – 1997. – V. 166. – P. 75–81.

4. Heinrich B., Cochran J.F., Kowalewski M., Kirschner J., Celinski Z., Arrott A.S., Myrtle K. Magnetic anisotropies and exchange coupling in ultrathin fcc Co(001) structures// Phys. Rev. B. – 1991. – V. 44. – P. 9348–9361.

5. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чеканова Л.А., Яковчук В.Ю., Чижик М.В. Ферромагнитный и спин-волновой резонансы в трехслойных обменно-связанных структурах NiFe/Cu/NiFe// Известия РАН. Серия Физическая. – 2011. – Т. 75, вып.2 . – С. 197–199.

6. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чижик М.В., Чеканова Л.А., Яковчук В.Ю. Спин-волновой резонанс в структурах NiFe/DyxCo1-x/NiFe с положительной величиной обменного взаимодействия между ферромагнитными слоями//J. SFU. Mathem.&Phys. – 2012. – Т. 5. – С. 370–381.

7. Исхаков Р.С., Столяр С.В., Чижик М.В., Чеканова Л.А. Спин-волновой резонанс в мультислойных пленках (одномерных магнонных кристаллах). Правила идентификации// Письма в ЖЭТФ. – 2011ю. – Т. 94. – С. 325–329.

8. Соколов В.М., Тавгер Б.А. Роль поверхностных волн в спин-волновом резонансе в пленках// ФТТ. – 1968. – Т. 10. – С. 1793.

9. Корчагин Ю.А., Хлебопрос Р.Г., Чистяков Н.С. Спектр спин-волнового резонанса в тонком ферромагнитном слое со смешанными граничными условиями// ФТТ. – 1972. – Т. 14. – С. 2121–2123.

УДК 538.955

ИЗУЧЕНИЕ ОПТИЧЕСКИ-ИНДУЦИРОВАННОГО ОБРАТНОГО СПИНОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ТИПА ФЕРРИТ-ГРАНАТ/ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР

Гогуева Д.С.

Студентка факультета физики НИУ ВШЭ, сотрудник лаборатории физики магнитных гетероструктур и спинтроники МФТИ

Шилина П.В.

Аспирантка и преподаватель факультета физики НИУ ВШЭ, сотрудник лаборатории физики магнитных гетероструктур и спинтроники МФТИ

Капралов П.О.

К.ф.-м.н., старший научный сотрудник Российского квантового центра

Терещенко О.Е.

Д.ф.-м.н., зав. лабораторией физики и технологии гетероструктур ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН

Звездин А.К.

Д.ф.-м.н., профессор НИУ ВШЭ, профессор, ведущий научный сотрудник, научный руководитель лаборатории физики магнитных гетероструктур и спинтроники МФТИ

Аннотация. *Работа посвящена исследованию обратного спинового эффекта Холла в структурах феррит-гранат/топологический изолятор. Исследована генерация спинового тока, основанная на спиновом эффекте Зеебека, благодаря лазерному нагреванию образцов в внешнем магнитном поле. Изучено влияние толщины топологического изолятора на оптически-индуцированное напряжение обратного спинового эффекта Холла.*

Ключевые слова: *топологический изолятор, обратный спиновый эффект Холла, спиновый эффект Зеебека*

INVESTIGATION OF THE OPTICALLY-INDUCED INVERSE SPIN HALL EFFECT IN FERRITE-GARNET/TOPOLOGICAL INSULATOR HETEROSTRUCTURES

Gogueva D.S.

Master student, HSE University; engineer, Laboratory of Physics of Magnetic Heterostructures and Spintronics MIPT

Shilina P.V.

PhD student and lecturer, HSE University; engineer, Laboratory of Physics of Magnetic Heterostructures and Spintronics MIPT

Kapralov P.O.

Ph.D., Senior Researcher, Russian Quantum Center

Tereshchenko O.E.

Dr.Sc., Head of Laboratory of Physics and Technology of Heterostructures of Rzhanov Institute of Semiconductor Physics SB RAS

Zvezdin A.K.

Dr.Sc., Professor, HSE University; Professor, Leading Researcher of the Laboratory of Physics of Magnetic Heterostructures and Spintronics MIPT

Annotation. *This work is devoted to the study of the inverse spin Hall effect in ferrite-garnet / topological insulator structures. Generation of spin current based on the spin Seebeck effect due to laser heating of samples in an external magnetic field is investigated. The influence of the thickness of a topological insulator on the optically induced voltage of the inverse spin Hall effect is studied.*

Keywords: *topological insulator, inverse spin Hall effect, spin Seebeck effect.*

В настоящее время развитие современных технологий, а именно прогресс в миниатюризации электроники и, как следствие, необходимость уменьшения энергетических потерь, является неотъемлемым этапом для создания инновационных устройств. Один из основных источников потерь - нагревание, возникающее за счет протекания заряда при передаче и обработке информации. Возможный подход к снижению энергозатрат заключается в применении спинового тока, образованного в результате движения электронов в противоположные стороны с антипараллельными спиновыми конфигурациями, вместо привычного зарядового тока.

В настоящей работе изучен переход спинового эффекта Холла к обычному эффекту Холла в топологических изоляторах $BiSbTeSe_2$ различных толщин, нанесенных на подложку из феррит-граната $(YBi)_3(FeAlSc)_5O_{12}$ толщиной 4 мкм. При облучении диодным лазером во внешнем поле ферромагнитного материала с нанесенным на него топологическим изолятором в слое феррит-граната генерируется спиновый ток, направленный параллельно градиенту температур (явление спинового эффекта Зеебека). В слое топологического изолятора из-за обратного спинового эффекта Холла течёт зарядовый ток

$$j_c = \theta_{SH} \frac{2e}{h} [j_s \times \sigma] \qquad (1)$$

перпендикулярный спиновому току и направлению внешнего магнитного поля. Напряжение обратного спинового эффекта Холла измерялось с помощью электродов, прикрепленных к поверхности образца с использованием проводящего клея, далее усиливалось с помощью дифференциального усилителя и оцифровывалось с использованием платы сбора данных и дальнейшей обработки методом Фурье-преобразования.

Во время исследований образцов с различными толщинами было выявлено, что существует граничная толщина, выше которой напряжение обратного спинового эффекта Холла подавляется эффектом Холла. Зависимость оптически-индуцированного напряжения от внешнего магнитного поля для достаточно больших толщин топологического изолятора (более 200 нм) является линейной и соответствует эффекту Холла (Рис.1).

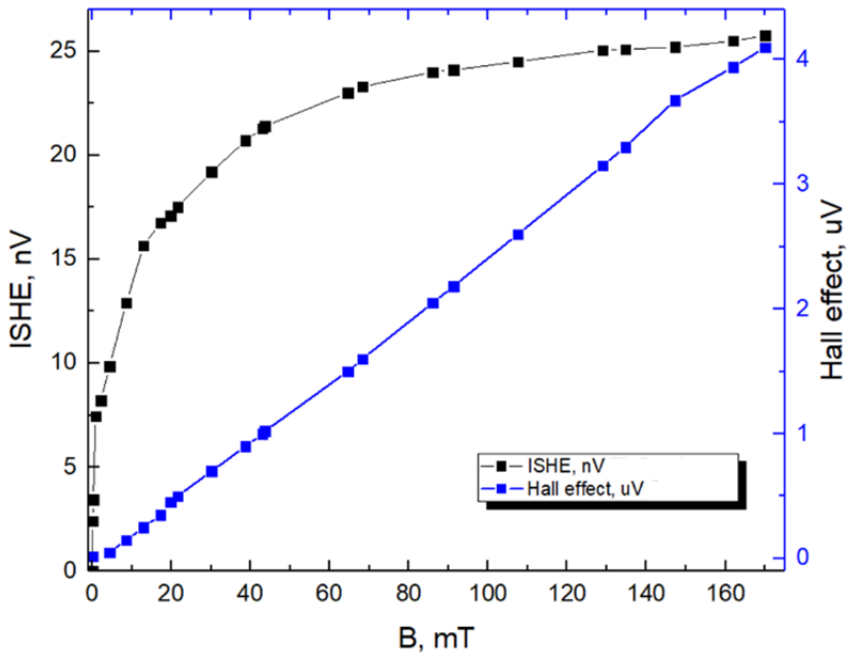


Рис. 1. Зависимости оптически индуцированных напряжений от внешнего магнитного поля в образцах с различной толщиной топологического изолятора (ISHE (черная кривая) - для образцов с толщиной 100нм, Hall effect (синяя кривая) - для образцов с толщиной 200нм)

Работа поддержана грантом РНФ N 17-12-01333.

Список использованных источников:

1. Sinova J. et al. Spin hall effects //Reviews of Modern Physics. – 2015. – Т. 87. – №. 4. – С. 1213.

2. Uchida K. et al. Observation of the spin Seebeck effect //Nature. – 2008. – Т. 455. – №. 7214. – С. 778-781.

3. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: topological insulators //Reviews of modern physics. – 2010. – Т. 82. – №. 4. – С. 3045.

УДК: 537.623

СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ФЕРРО/АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЁНОК НА ОСНОВЕ FeMn, ПОДВЕРГНУТЫХ ТЕРМОМАГНИТНОЙ ОБРАБОТКЕ

Горьковенко А.Н.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ

Лепаловский В.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ

Кулеш Н.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник**,** Институт естественных наук и математики УрФУ

Москалев М.Е.

младший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики УрФУ

Васьковский В.О.

д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой магнетизма и магнитных наноматериалов, Институт естественных наук и математики УрФУ

главный научный сотрудник, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *В работе исследовано влияние термомагнитной обработки на структурное состояние и магнитные свойства обменносвязанных многослойных пленок типа $Fe_{50}Mn_{50}$/FM (где FM = Co, Fe, Ni, $Fe_{20}Ni_{80}$, $Fe_{11}Ni_{89}$, $Co_{30}Ni_{70}$). Установлены общие и специфические закономерности термоиндуцированных изменений намагниченности насыщения, коэрцитивной силы, поля обменного смещения в структурах с различными ферромагнитными слоями. Показано, что определяющей причиной наблюдающихся изменений свойств является межслойное перераспределение элементов, в частности, диффузия Mn из антиферромагнитного в прилегающие ферромагнитные слои.*

Ключевые слова: *многослойные пленки, термообработка, структурное состояние, магнитные свойства*

STRUCTURAL-PHASE TRANSFORMATIONS AND MAGNETIC PROPERTIES OF FERRO/ANTIFERROMAGNETIC FeMn-BASED FILMS SUBJECTED TO THERMOMAGNETIC TREATMENT

Gorkovenko A.N.

Ph.D., Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Lepalovskij V.N.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Kulesh N.A.

Ph.D., Senior Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Moskalev M.E.

Junior Researcher, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Vas'kovskiy V.O.

Dr.Sc., professor, Head of the Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University

Chief Researcher, Institute of Metal Physics, Ural Branch of Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, Russia

Annotation. *In this work the effect of thermomagnetic treatment on the structural state and magnetic properties of exchange-bonded $Fe_{50}Mn_{50}$/FM multilayers (where FM = Co, Fe, Ni, $Fe_{20}Ni_{80}$, $Fe_{11}Ni_{89}$, $Co_{30}Ni_{70}$) have been investigated. General and specific regularities of thermally induced changes in saturation magnetization, coercive force, exchange bias field in structures with different ferromagnetic layers have been established. It is shown that the determining reason for the observed changes in properties is the interlayer redistribution of elements, in particular, the diffusion of Mn from the antiferromagnetic layer to the adjacent ferromagnetic layers.*

Keywords: *multilayers, heat treatment, structural state, magnetic properties*

Многослойные пленочные структуры типа ферромагнетик/антиферромагнетик, обладающие однонаправленной анизотропией, продолжают оставаться актуальным объектом исследований в физике магнитных материалов [1]. Их гистерезисные свойства, в значительной степени обуславливаются особенностями обменного взаимодействия через магнитный интерфейс ферромагнетик/антиферромагнетик. В свою очередь качество данного интерфейса в той или иной степени зависит от микроструктуры прилегающих слоев. Таким образом, гистерезисные свойства обменносвязанных пленок можно модифицировать путем внесения изменений в их микроструктуру, например, в результате термообработки. В связи с этим в данной работе было выполнено систематическое исследование влияния термообработки на микроструктуру и процессы перемагничивания в многослойных обменносвязанных пленках типа $Fe_{50}Mn_{50}$/FM (где FM = Co, Fe, Ni, $Fe_{20}Ni_{80}$, $Fe_{11}Ni_{89}$, $Co_{30}Ni_{70}$). В этом ряду базовые элементы группы железа, отличающиеся типом кристаллической решётки, а также их сплавы, характеризующиеся относительно низким магнитным гистерезисом, значительной анизотропией магнитосопротивления и представляющие в этой связи определённый практический интерес

Исследованные в работе плёночные структуры были получены методом магнетронного распыления на установке Orion-8. Они формировались путем последовательного распыления однокомпонентных и сплавных мишеней в присутствии однородного магнитного поля (технологическое поле), ориентированного вдоль поверхности подложек. Плёночные образцы имели общую структурную формулу SiO_2/Ta(5)/$Fe_{20}Ni_{80}$(5)/$Fe_{50}Mn_{50}$(20)/FM(40)/Ta(5), в которой в скобках указаны толщины слоёв в нанометрах. В ней тонкие приподложечные слои Ta и $Fe_{20}Ni_{80}$ способствовали формированию антиферромагнитной структуры в слое FeMn [2], а внешний слой Ta выполнял защитную функцию. Термомагнитная обработка образцов проводилась в вакууме при давлении $5 \cdot 10^{-7}$ мм.рт.ст. при температурах T_a = 200 и 400 °C в магнитном поле сонаправленном с ранее действовавшим технологическим полем и носила последовательный характер. Продолжительность отжига при каждой температуре составляла один час. Для аттестации структурного состояния пленок применялась рентгеновская дифрактометрия в излучении Co $K_{\alpha 1}$. Исследование процессов перемагничивания проводилось при помощи вибрационного магнитометра и Керровской магнитооптической установки высокого разрешения Evico Magnetics.

Рентгеноструктурный анализ показал, что в исходном состоянии исследуемые в работе пленки характеризуются весьма простыми и качественно одинаковыми дифрактограммами. содержащими по два выраженных пика (см. примеры на рис. 1,а). Один из них соответствует отражениям от плоскостей типа (111) ГЦК модификации γ-FeMn с параметром решётки a = 0,36 нм, то есть свидетельствует, во-первых, о наличии структуры, несущей антиферромагнетизм, а, во-вторых, о сильной кристаллической текстуре в рамках поликристаллического и достаточно дисперсного состояния (средний размер кристаллитов составляет 15 нм). Второй пик формируется слоями 3d-металлов толщиной 40 нм. В большинстве случаев, включая Co, эти слои также характеризуются ГЦК решёткой и кристаллической текстурой типа (111). Исключение составляет Fe с ОЦК кристаллической решёткой и текстурой типа (110). Значения параметра кристаллической решётки a для разных FM приведены в табл. 1. Они, хотя и коррелируют, но несколько превышают соответствующие значения для массивных материалов, что является типичным для плёночного состояния. Тонкие слои пермаллоя и Ta не дают сколько-нибудь заметных дифракционных рефлексов.

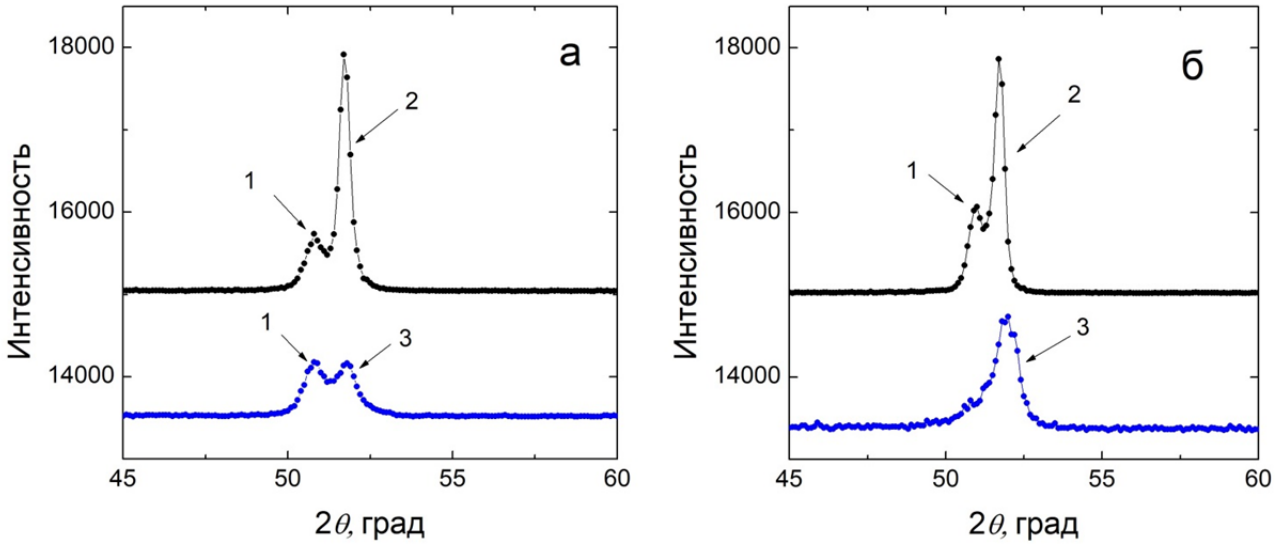


Рис. 1. Дифрактограммы плёнок, содержащих ферромагнитные слои пермаллоя (черные линии) и кобальта (синие линии). Все дифракционные линии идентифицируются как отражения от плоскостей типа (111) в слоях: $Fe_{50}Mn_{50}$ – 1; $Fe_{20}Ni_{80}$ – 2; Co – 3.

В табл. 1 приведены также основные магнитные характеристики всех ферромагнитных слоёв в исходном состоянии. К ним отнесены спонтанная намагниченность при комнатной температуре M_s, коэрцитивная сила H_c и поле обменной связи H_{ex}. Последнее определялось как величина смещения центра петель гистерезиса по оси магнитных полей. Представленные данные наглядно иллюстрируют широту спектра свойств исследуемых ферромагнитных слоёв и свидетельствуют об их участии в обменной связи с антиферромагнитным слоем. Наименее эффективной такая связь оказалась в случае Fe, отличающего от всех остальных материалов типом кристаллической решётки и характером кристаллической текстуры.

Термообработка привела к заметным изменениям в структурном состоянии и магнитных свойствах многослойных плёнок. На фоне в целом неизменного характера дифракционной картины (сравни дифрактограммы для FM = $Fe_{20}Ni_{80}$ на рис. 1,*а* и рис. 1,*б*) произошло некоторое смещение линии слоя FeMn в сторону больших углов и переопределении интенсивностей рефлексов, которое наиболее ярко выражено для образца с FM = Co (см. рис. 1, синие линии). При этом значения параметра a в ферромагнитных слоях остались практически неизменными (табл. 1).

Таблица 1. Структурные и магнитные характеристики различных FM-слоёв в исходном состоянии и поле отжига при 400 °C

Состав ферромагнитного слоя	T_a = 0 °C				T_a = 400 °C			
	a, нм	M_s, Гс	H_c, Э	H_{ex}, Э	*a*, нм	M_s, Гс	H_c, Э	H_{ex}, Э
Co	0,355	1300	19,7	15,2	0,354	1940	25,3	0
Fe	0,288	1720	13,1	4,9	0,287	1550	21,2	4,4
Ni	0,353	490	45,7	40,5	0,353	740	21,4	21,9
$Fe_{20}Ni_{80}$	0,356	790	3,9	39,5	0,356	910	5,3	19,5
$Fe_{11}Ni_{89}$	0,355	600	6,0	33,0	0,355	720	5,5	26,3
$Co_{30}Ni_{70}$	0,354	1000	14,3	20,6	0,354	1090	31,2	18,8

Более значимые изменения при термообработке произошли в магнитных свойствах плёнок. В первую очередь, это относится к эффективной спонтанной намагниченности, отнесённой к объёму ферромагнитных слоёв. Из табл. 1 видно, что в большинстве случаев (за исключением образцов с FM = Fe) имеет место увеличение M_s. Вся совокупность рентгеновских, магнитометрических и магнитооптических данных позволяет связать наблюдаемые изменения с межслойной диффузией компонентов, в частности, с частичной эмиграцией Mn из антиферромагнитного слоя в сопредельные ферромагнитные слои и соответствующим высвобождением Fe. С привлечением литературных данных [3] в работе дан анализ возможных фазовых превращений и их влияния на гистерезисные свойства (см. табл. 1) многослойных плёночных структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0051.

Список использованных источников:

1. Exchange bias: From thin film to nanogranular and bulk systems / Edited by S.K. Sharma. – Boca Raton: CRC Press, 2017. – 356 p.

2. Kim K. Y., Choi H. C., You C. Y., Lee J. S. Exchange bias and compositional depth profiles of annealed NiFe/FeMn/CoFe trilayers. // J. Appl. Phys. – 2009. – V. 105. – P. 07D7151.

3. Svalov A.V., Savin P.A., Lepalovskij V.N., Vas'kovskiy V.O., Larrañaga A., Kurlyandskaya G.V. Ferromagnetic phase in partially oxidized FeMn films // JMMM. – 2018. – V. 451. – P. 546–548.

УДК 537.622.4

ВЛИЯНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОДЛОЖКИ НА МАГНИТНУЮ АНИЗОТРОПИЮ ПЛЁНОК MnSi

Дровосеков А.Б.

к.ф-м.н., с.н.с., Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН

Паршина Л.С., Храмова О.Д., Гусев Д.С., Черебыло Е.А., Новодворский О.А.

н.с., ИПЛИТ РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Талденков А.Н., Черноглазов К.Ю., Рыльков В.В.

н.с., Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

Аннотация. *Тонкие плёнки сплава MnSi синтезированы методом импульсного лазерного осаждения в бескапельном режиме при различных энергиях испарения мишени на подложки сапфира с различной кристаллографической ориентацией плоскости среза: c-Al_2O_3 и r-Al_2O_3. Плёнки, осаждённые при больших плотностях энергии лазерного пучка на мишени ($E > 6$ Дж/см^2), демонстрируют присутствие ферромагнитной фазы с аномально высокой температурой Кюри $T_C \sim 300$ K, нехарактерной для монокристаллов MnSi ($T_C \approx 30$ K). При этом в случае подложек c-Al_2O_3 магнитный момент плёнок оказывается несколько больше, чем в случае подложек r-Al_2O_3. Кроме того, плёнки, осаждённые на подложках c-Al_2O_3, демонстрируют заметно более высокие значения эффективного поля поверхностной анизотропии $4\pi M_{eff}$, измеренной методом ферромагнитного резонанса. Полученные данные свидетельствуют о существенном влиянии структуры подложки на процесс формирования и магнитные свойства высокотемпературной ферромагнитной фазы плёнок MnSi.*

Ключевые слова: *импульсное лазерное осаждение, ферромагнитные плёнки, магнитная анизотропия*

EFFECT OF SUBSTRATE CRYSTAL STRUCTURE ON THE MAGNETIC ANISOTROPY OF MnSi FILMS

Drovosekov A.B.

Ph.D., P.L. Kapitza Institute for Physical Problems of RAS

Parshina L.S., Khramova O.D., Gusev D.S., Cherebilo E.A., Novodvorsky O.A.

Institute on Laser and Information Technologies, Branch of the Federal Scientific Research Center "Crystallography and Photonics", RAS

Taldenkov A.N., Chernoglazov K.Yu., Rylkov V.V.

National Research Center "Kurchatov Institute"

Annotation. *Thin films of MnSi alloy were synthesized by pulsed laser deposition in a droplet-free mode at various target evaporation energies on sapphire substrates with different crystallographic orientations of the cut plane: c-Al_2O_3 and r-Al_2O_3. Films deposited at high laser energy densities on the target ($E > 6$ J/cm^2) demonstrate the presence of a ferromagnetic phase with anomalously high Curie temperature $T_C \sim 300$ K which is not typical of MnSi single crystals ($T_C \approx 30$ K). In the case of c-Al_2O_3 substrates, the magnetic moment of the films turns out to be somewhat higher than in the*

case of r-Al_2O_3 substrates. Moreover, films deposited on c-Al_2O_3 substrates exhibit noticeably higher values of the effective surface anisotropy field $4\pi M_{eff}$ measured by ferromagnetic resonance. The data obtained indicate a significant effect of the substrate structure on the formation and magnetic properties of the high-temperature ferromagnetic phase in MnSi films.

Keywords: *pulsed laser deposition, ferromagnetic films, magnetic anisotropy*

Магнитные системы на основе элементарных полупроводников типа Si, в частности, тонкоплёночные сплавы MnSi, привлекательны для создания элементов спинтроники, легко интегрируемых в существующую микроэлектронную технологию. С точки зрения формирования однородных (без фазовой сегрегации) магнитных Mn-Si систем наиболее перспективными представляются нестехиометрические сплавы Mn_xSi_{1-x} с составом, близким к моносилициду ε-MnSi. Сравнительно недавно было обнаружено, что при небольших избытках Mn (x = 0.52–0.55) температура Кюри таких сплавов может достигать аномально высоких значений $T_C \sim 300 – 500$ K [1], на порядок превышающих T_C монокристаллов ε-MnSi ($T_C \approx 30$ K). Однако условия возникновения и механизмы наблюдаемого «высокотемпературного ферромагнетизма» (ВТФМ) пока до конца не ясны. Полученные нами недавно данные [2] позволяют предположить, что в плёнках MnSi, синтезированных методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО), ВТФМ фаза зарождается вблизи подложки *c*-Al_2O_3 (кристаллографическая плоскость (0001)), благодаря высокой концентрации в этом месте структурных дефектов, возникающих из-за сильного рассогласования параметров кристаллических решёток плёнки и подложки. В этой связи представляется интересным сравнение магнитных свойств плёнок, выращенных на подложках с различной кристаллической структурой. В частности представляет интерес исследование слоёв, полученных на подложках *r*-Al_2O_3 (кристаллографическая плоскость (1–102)), используемых для синтеза качественных плёнок кремния.

В настоящей работе проведены сравнительные исследования образцов сплавов MnSi, полученных методом ИЛО в бескапельном режиме на подложках *c*-Al_2O_3 и *r*-Al_2O_3 при различных значениях энергии лазерного пучка на мишени $E = 4.2 – 7.4$ Дж/см^2.

Структурные особенности плёнок исследовались методом рентгеновской дифракции в широком диапазоне углов. Полученные сплавы демонстрируют рентгеноаморфную структуру, связанную, вероятно, с нанокристаличностью плёнок из-за значительного рассогласования параметров решётки MnSi и подложек сапфира обоих типов. При этом характер диффузного сигнала рассеяния, наблюдаемого на рентгенограммах, отличается для плёнок на подложках *c*-Al_2O_3 и *r*-Al_2O_3. Отметим, что при использовании достаточно высоких энергий лазерного пучка на мишени ($E > 6$ Дж/см^2) полученные плёнки начинают проявлять рефлексы, характерные для кристаллитов ε-MnSi. При этом плёнки на подложках *c*-Al_2O_3 демонстрируют как более интенсивный диффузный сигнал, так и более узкие рефлексы ε-MnSi по сравнению с плёнками на *r*-Al_2O_3 [3].

Магнитные свойства образцов изучались в диапазоне температур 4 – 350 K методами SQUID-магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) с помощью спектрометра проходного типа на частоте 17.3 ГГц в поле до 10 кЭ, приложенном в плоскости плёнки.

Сравнение плёнок, синтезированных при разных энергиях E лазерного пучка на мишени, подтверждает ранее полученный результат [2], в соответствии с которым малые $E \approx 4 – 5$ Дж/см^2, приводят к низким значениям T_C сплавов ($T_C < 50$ K). При этом оказалось, что магнитные свойства таких плёнок не зависят от типа подложки. Напротив, использование больших величин $E > 6$ Дж/см^2 способствует формированию в плёнках ВТФМ фазы с $T_C \sim 300$ K, свойства которой демонстрируют определённые отличия для подложек *c*-Al_2O_3 и *r*-Al_2O_3. Это отличие наиболее ярко проявляется при исследовании магнитной анизотропии плёнок методом ФМР.

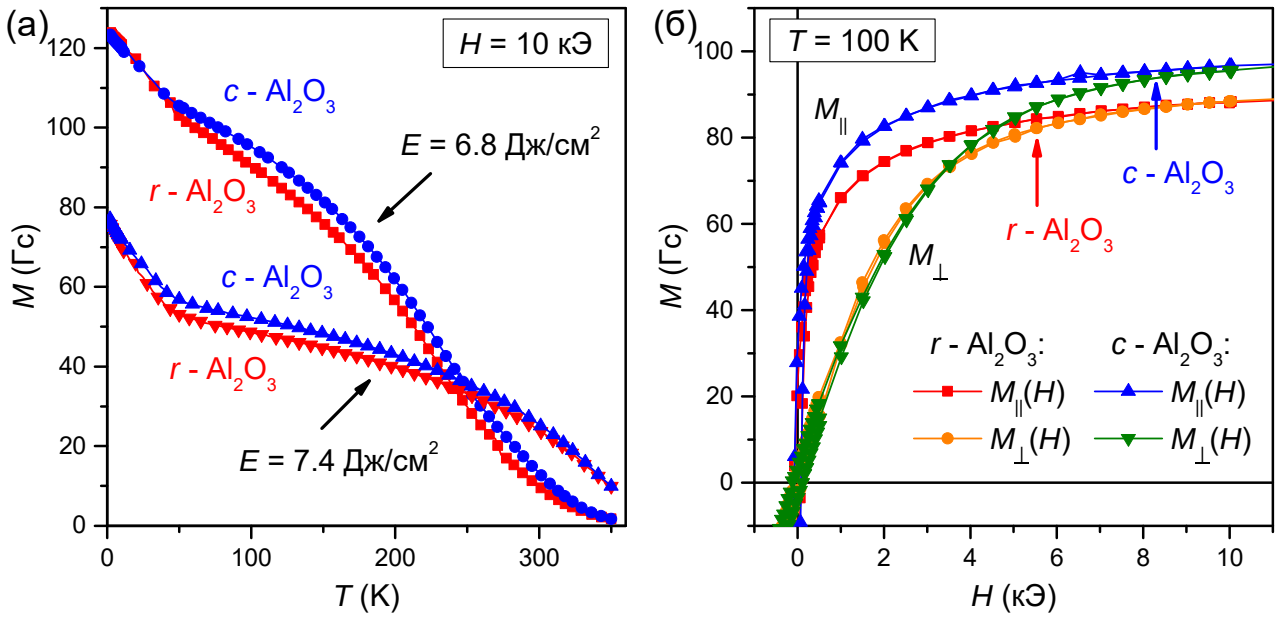


Рис. 1. (а) Температурные зависимости намагниченности плёнок MnSi, синтезированных на подложках c-Al_2O_3 и r-Al_2O_3, при разных энергиях лазерного пучка E на мишени. Магнитное поле H = 10 кЭ приложено в плоскости плёнки. (б) Петли гистерезиса в нормальном ($M_\perp$) и касательном ($M_\parallel$) поле при T = 100 K для плёнок, осаждённых при E = 6.8 Дж/см^2 на разных подложках

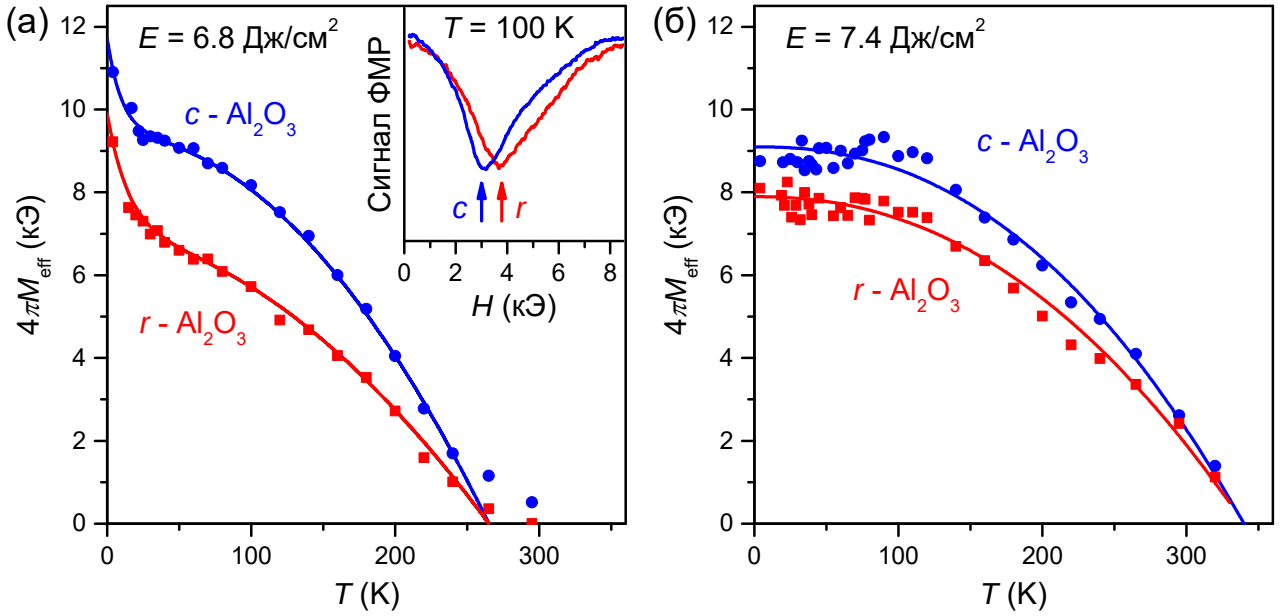


Рис. 2. Температурные зависимости эффективного поля поверхностной анизотропии $4\pi M_{eff}$, полученные по данным ФМР для плёнок, синтезированных на подложках c-Al_2O_3 и r-Al_2O_3 при E = 6.8 Дж/см^2 (а) и E = 7.4 Дж/см^2 (б). Точки – эксперимент, линии проведены для наглядности. На вставке графика (а) приведены примеры записей сигнала ФМР в случае разных подложек

На рис. 1 приведены данные магнитометрии плёнок, синтезированных при больших значениях $E > 6$ Дж/см^2 на подложках различного типа. Как видно, результаты, полученные для разных подложек достаточно близки между собой. Можно заметить лишь, что плёнки на c-Al_2O_3 систематически демонстрируют несколько более высокую намагниченность по сравнению с плёнками на r-Al_2O_3. Это отличие, однако, составляет не более 5–10 %.

Другая ситуация наблюдается при анализе данных ФМР исследуемых плёнок. На рис. 2 показаны температурные зависимости эффективного поля поверхностной анизотропии

$4\pi M_{\text{eff}}$ плёнок, рассчитанные по положению пика резонансного поглощения на основании формулы Киттеля $(\omega/\gamma)^2 = H_{\text{res}}(H_{\text{res}} + 4\pi M_{\text{eff}})$, где γ, ω и H_{res} – гиромагнитное отношение, частота возбуждения и поле резонанса, соответственно. Видно, что в отличие от статической намагниченности, величина $4\pi M_{\text{eff}}$ демонстрирует значительно большее расхождение для плёнок, осаждённых на разных подложках. При этом во всей температурной области образцы на c-Al_2O_3 показывают более высокие значения $4\pi M_{\text{eff}}$. Для плёнок, синтезированных при $E = 7.4$ Дж/см^2, наблюдаемое отличие $4\pi M_{\text{eff}}$ достигает ≈ 20 %, а в случае $E = 6.8$ Дж/см^2 – до полутора раз.

Как известно, в общем случае величина эффективного поля $4\pi M_{\text{eff}}$ складывается из поля размагничивания плёнки $4\pi M$ и эффективного поля ростовой анизотропии $2K/M$: $4\pi M_{\text{eff}} = 4\pi M + 2K/M$. Поскольку в рассматриваемом случае плёнки на c-Al_2O_3 и r-Al_2O_3 демонстрируют близкие значения магнитного момента, наблюдаемое различие $4\pi M_{\text{eff}}$ можно связать с «наведённой» анизотропией $2K/M$. В работе [4] было показано, что в сплавах MnSi, синтезированных на подложках c-Al_2O_3, такая анизотропия действительно возникает и может достигать больших величин $2K/M \approx 3 – 5$ кЭ, что, по-видимому, связано со значительными механическими напряжениями, существующими на интерфейсе плёнка-подложка и межкристаллитных границах. Результаты, полученные выше, свидетельствуют, что для плёнок, осаждённых на подложках r-Al_2O_3 такая анизотропия ощутимо (до ≈ 2 кЭ) меньше.

Таким образом, проведённые исследования продемонстрировали существенное влияние кристаллической структуры подложки на магнитную анизотропию ВТФМ фазы плёнок MnSi, что подтверждает предположение о зарождении этой фазы вблизи границы с подложкой. В то же время, свойства низкотемпературной фазы слабо зависят от подложки, что может свидетельствовать о её преимущественной локализации в верхних слоях плёнки [2].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 19-29-03032, 19-07-00471, 19-07-00738).

Список использованных источников:

1. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Аронзон Б.А., Маслаков К.И., Тугушев В.В., Кулатов Э.Т., Лихачев И.А., Пашаев Э.М., Семисалова А.С., Перов Н.С., Грановский А.Б., Ганьшина Е.А., Новодворский О.А., Храмова О.Д., Хайдуков Е.В., Панченко В.Я. Высокотемпературный ферромагнетизм нестехиометрических сплавов $Si_{1-x}Mn_x$ ($x \approx 0.5$) // Письма в ЖЭТФ. – 2012. – № 96 (4). – С. 272-280.

2. Дровосеков А.Б., Савицкий А.О., Крейнес Н.М., Рыльков В.В., Николаев С.Н., Черноглазов К.Ю., Талденков А.Н., Черебыло Е.А., Михалевский В.А., Новодворский О.А., Маслаков К.И., Pandey P., Zhou S. Влияние плотности энергии лазерного пучка на магнитные свойства тонких пленок Mn_xSi_{1-x} ($x \approx 0.5$), приготовленных методом импульсного лазерного осаждения // Физика твердого тела. – 2018. – № 60 (11). – С. 2147-2151.

3. Паршина Л.С., Дровосеков А.Б., Новодворский О.А., Храмова О.Д., Гусев Д.С., Черебыло Е.А., Черноглазов К.Ю., Веденеев А.С., Рыльков В.В. Эволюция ферромагнетизма пленок Mn_xSi_{1-x} ($x \approx 0.5$), полученных лазерным синтезом на подложках сапфира c- и r-срезов, при изменении плотности энергии лазерного излучения на мишени. // Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. – 2020. – № 158 (4). – С. 706-713.

4. Drovosekov A.B., Kreines N.M., Savitsky A.O., Kapelnitsky S.V., Rylkov V.V., Tugushev V.V., Prutskov G.V., Novodvorskii O.A., Shorokhova A.V., Wang Y., Zhou S. Magnetic anisotropy of polycrystalline high-temperature ferromagnetic Mn_xSi_{1-x} ($x \approx 0.5$) alloy films // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2017. – № 429. – С. 305-313.

УДК 537.9

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНЫХ СОСТОЯНИЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ НА ВЫПРЯМЛЯЮЩИЕ СВОЙСТВА СПИНОВОГО ДИОДА

Кичин Г.А.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук

Киндяк И.Л.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук

Скирдков П.Н.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук

Jenkins A.S.
International Iberian Nanotechnology Laboratory, Braga, Portugal

Ferreira R.
International Iberian Nanotechnology Laboratory, Braga, Portugal

Звездин К.А.
Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук

Аннотация: *В данной работе мы сообщаем о новом типе широкополосного, беспорогового и нерезонансного механизма выпрямления в STNO, где неоднородность намагниченности свободного слоя играет ключевую роль.*
Ключевые слова: *спинтроника, нанотехнологии*

INFLUENCE OF INHOMOGENEOUS STATES OF MAGNETIZATION ON RECTIFICATION PROPERTIES OF A SPIN DIODE

Kichin G.A.
Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov of the Russian Academy of Sciences

Kindyak I.L.
Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov of the Russian Academy of Sciences

Skirdkov P.N.
Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov of the Russian Academy of Sciences

Jenkins A.S.
International Iberian Nanotechnology Laboratory, Braga, Portugal

Ferreira R.
International Iberian Nanotechnology Laboratory, Braga, Portugal

Zvezdin K.A.
Institute of General Physics named after A.M. Prokhorov of the Russian Academy of Sciences

Abstract: *In this paper, we report on a new type of broadband, thresholdless and nonresonant rectification mechanism in STNO, where the inhomogeneity of the magnetization of the free layer plays a key role.*
Key words*: spintronics, nanotechnology*

Широкое применение сверхмалых и маломощных устройств влечет за собой проблему их надежного и эффективного электропитания. Во многих случаях использование проводов или батареек не представляется возможным, и поэтому приходится искать новые подходы для решения этой проблемы. Востребованы устройства, которые способны собирать энергию гигагерцового диапазона и затем преобразовывать ее в вид, удобный для питания маломощных устройств. Перспективными кандидатами на роль преобразователей являются такое спинтронное устройство как нано-осциллятор со спиновым крутящим моментом (STNO) [1]. STNO представляет из себя наностолбик, который состоит из свободных и фиксированных ферромагнитных слоев, разделенных изоляционной прокладкой. В случае, если мощность излучения мала, STNO демонстрируют гораздо лучшие характеристики выпрямления сигнала, чем диоды Шоттки [2]. В недавних работах сообщалось, что STNO способны выпрямлять сигнал в широком диапазоне частот. Теоретические [3] и экспериментальные [4,5] исследования показывают, что эффект выпрямления обычно наблюдается в двух случаях. В одном случае намагниченность в образце ориентирована в плоскости слоев, а также приложено внешнее магнитное поле, которое направленно перпендикулярно намагниченности. В другом случае образец должен обладать магнитной анизотропией и должна существовать перпендикулярная компонента намагниченности, которую возможно создать, регулируя толщину магнитных слоев. Из-за высокой сложности не все физические эффекты, что наблюдаются в STNO, в полной мере изучены.

В данной работе мы сообщаем о новом типе широкополосного, беспорогового и нерезонансного механизма выпрямления в STNO, где неоднородность намагниченности свободного слоя играет ключевую роль. Мы изучили образцы различного диаметра, чтобы исследовать выпрямляющие свойства. Мы воспользовались методом ST-FMR для измерения и анализа выпрямленного напряжения в зависимости от частоты входного сигнала и приложенного магнитного поля. В экспериментах мы наблюдали выпрямление в широком диапазоне частот, от долей ГГц и до нескольких ГГц, что больше, чем сообщалось ранее. Также мы обнаружили отсутствие минимального порога мощности для выпрямления. Выпрямление наблюдается в магнитном туннельном переходе, даже когда намагниченность свободного слоя лежит в плоскости образца. Наибольшие значения выпрямления наблюдаются вблизи точки компенсации полей размагничивания и анизотропии и уменьшается с увеличением внешнего магнитного поля. Кроме того, мы представляем результаты микромагнитного моделирования, которые дают представление о динамике намагничивания системы.

Список использованных источников

[1] Tulapurkar *et al*.,// Nature **438,** 339–342 (2005);
[2] Miwa et al. //Nature Mater **13,** 50–56 (2014)
[3] O.V. Prokopenko et al.,// J. Appl. Phys. **111**, 123904 (2012).
[4] Fang et al., //Phys.Rev.Applied **11**, 014022 (2019);
[5] M. Tarequzzaman et al., //Appl. Phys. Lett. **112**, 252401 (2018)

УДК: 537.86 / 538.91

СВЧ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ И СТРУКТУРА КОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК $FeCoB/SiO_2$

Котов Л.Н.
д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой радиофизики и электроники (КРФЭ), институт точных наук и информационных технологий (ИТНИТ), СыктГУ

Ласёк М.П.
старший преподаватель КРФЭ, ИТНИТ, СыктГУ

Власов В.С.
к.ф.-м.н., доцент КРФЭ, ИТНИТ, СыктГУ

Уткин А.А.
старший преподаватель КРФЭ, ИТНИТ, СыктГУ

Калинин Ю.Е.
д.ф.-м.н., профессор, заведующий кафедрой физики твёрдого тела, ВГТУ

Ситников А. В.
д.ф.-м.н., профессор кафедры физики твёрдого тела, ВГТУ

Temnov V.V.
Chief researcher, Le Mans Université, France

Аннотация. *Определены значения ВЧ и СВЧ магнитосопротивления композитных пленок FeCoB/SiO2 с концентрацией металлического сплава x=0.42÷0.86 для диапазона частот 0.12 ÷3 ГГц. Магнитное постоянное поле и СВЧ ток, распространяющийся по плёнке, были направлены вдоль плоскости плёнки и по одной оси. Установлено наличие положительного и отрицательного магнитосопротивления, достигающего 3% и 6%, соответственно, в магнитном поле до 7 kOe. Предполагается, что большое значение СВЧ магнитосопротивления связано с наличием полосовой магнитной структуры в пленках. Обнаружен резонанс колебаний тока в пленках на частоте 1 ГГц.*

Ключевые слова: *ВЧ и СВЧ ток, композитные плёнки, магнитная структура, магнитосопротивление*

MICROWAVE MAGNETIC RESISTANCE AND STRUCTURE OF COMPOSITE FILMS $FeCoB/SiO_2$

Kotov L.N.
Doctor of Phys. and Math. Sciences, professor, Head of Department of Radiophysics and Electronics (DRPE), Institute of Exact Sciences and Information Technologies (IETSI), SyktSU

Lasek M.P.
Senior Lecturer at DRPE, IESIT, SyktSU

Vlasov V.S.
Ph.D., associate professor of the DPRE, IESIT, SyktSU

Utkin A.A.
Senior Lecturer at DPRE, IESIT, SyktSU

Kalinin Yu.E.
Doctor of Phys. and Math. Sciences, professor, head of the Dept. of Solid State Physics, VSTU

Sitnikov A.V.
Doctor of Phys. and Math. Sci., professor of the Dept. of Solid State Physics, VSTU

Temnov V.V.
Chief researcher, Le Mans Université, France

Annotation. *The values of the HF and UHF magnetoresistance of the FeCoB/SiO2 composite films with the concentration of the metal alloy x = 0.42–0.86 for the frequency range 0.12–3 GHz are determined. The constant magnetic field and the microwave current propagating along the film were directed along the film plane and along one axis. The presence of positive and negative magnetoresistance was established, reaching 3% and 6%, respectively, in a magnetic field up to 7 kOe. It is assumed that the high value of the microwave magnetoresistance is associated with the presence of a stripe magnetic structure in the films. The resonance of current oscillations in the film at the frequency of 1 GHz is found.*

Key words: RF and microwave current, composite films, magnetic structure, magnetoresistance

В настоящее время перспективными материалами для СВЧ магнитоэлектроники являются композитные плёнки, состоящие из магнитных металлических и диэлектрических областей. Интерес для исследований представляют электрические и магнитные свойства плёнок, а в связи с ними – исследование структуры этих плёнок и их размерных эффектов [1]. Вариации в широком диапазоне статического электрического сопротивления и высокая способность поглощения СВЧ излучения делает перспективным использование композитных плёнок в устройствах СВЧ магнитоэлектроники [2]. Определение областей применения композитных плёнок требует подробного исследования, в частности, влияния на СВЧ сопротивление внешнего магнитного поля. В настоящей работе поставлена задача выяснения условий возникновения максимального магнитосопротивления при прохождении ВЧ и СВЧ тока через композитную пленку, а также определения возможности изменения его значений при намагничивании пленок постоянным магнитным полем. Также необходимо определить области существования больших значений магнитосопротивления и установления корреляции наблюдаемых характеристик со структурой композитных пленок. Поэтому в работе определены спектры относительного удельного магнитосопротивления (или магнитосопротивления(МС)) в зависимости от внешнего постоянного магнитного поля при различной концентрации металлического сплава.

Композитные плёнки были получены методом ионно-лучевого напыления. При напылении использовались мишени из магнитного металлического сплава $Fe_{0.42}Co_{0.38}B_{0.2}$ и диэлектрика SiO_2, которые осаждались на лавсановый лист (подложку), размерами 297*210 мм^2. При напылении концентрация металлического сплава x изменялась равномерно от 0.42 до 0.87 долей атомов металлического сплава по высоте листа. Определение элементного состава и толщин исследуемых композитных плёнок осуществлялось на сканирующем электронном микроскопе TESCAN MIRA 3. Была определена формула

атомного состава композитной плёнки: $(Fe_{0.42}Co_{0.38}B_{0.2})_x(SiO_2)_y$, где x= 0.42 ÷ 0.87, $x+y=1$, $y=(1-x)/3$. Толщина пленок изменялась в зависимости от x в пределах 0.8÷1.0 мкм.

Распределение магнитных полей вблизи поверхности пленок определялось с помощью сканирующего силового микроскопа Интегра Prima (NT-MDT). В микроскопе использовались кантилеверы MFM10 с силиконовым зондом, покрытым магнитным сплавом *CoCr*, толщиной 40 nm. В микроскопе регистрировалась разность фаз $\Delta\varphi$, которая изменялась в зависимости от силы магнитного взаимодействия зонда с поверхностью пленок. Притяжение и отталкивание зонда к участку поверхности соответствует разным знакам $\Delta\varphi$. Полученная зависимость $\Delta\varphi$ от координат поверхности плёнок преобразовывалась в изображение, называемое магнитным фазовым контрастом, отображающем размеры и форму однородных магнитных областей (рис. 1). Из рис. 1 видно, что для композитных пленок $(Fe_{0.42}Co_{0.38}B_{0.2})_x(SiO_2)_y$, при x равных 0.48 и 0.56, наблюдается полосовая магнитная структура с противоположно намагниченными полосами (доменами). Диэлектрическая фаза SiO_2 рассредоточена в магнитных полосах.

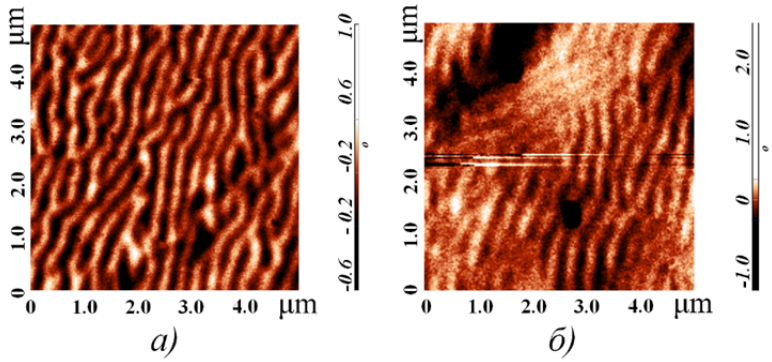


Рис.1. Изображения магнито-фазового контраста композитных пленок для x: 0.48 (а), 0.56 (б). Справа по оси ординат: значения сдвига фаз (в градусах) отображаются изменением цвета.

Для определения ВЧ и СВЧ проводящих свойств композитных плёнок была собрана установка, состоящая из анализатора спектра (АС) GSP-7830, генератора качающейся частоты и подключаемого модуля, в который вставлялись исследуемые пленки. Длина плёнок между контактами составляла 2.5 см, ширина плёнок 1 см. Рабочий диапазон частот установки составлял 0.12÷3 ГГц. Анализатор спектра регистрировал спектры коэффициента прохождения K, который равен отношению мощностей на входе АС и на выходе генератора. Учитывая, что импеданс пленки $Z\sim(1-K)/K$, то удельное сопротивление пленки равно $\rho = Z\cdot S/l$, где l, S –длина и поперечное сечение пленки. В Эксперименты проводились так, что вектора напряженности магнитного поля $\overrightarrow{H_0}$ и плотности СВЧ тока $\vec{j}$ были параллельны друг другу и лежали в плоскости плёнок. Магнитное поле изменялось от 0 до 7 кЭ. Все измерения проводились при комнатной температуре.

На основе полученных результатов были получены спектры относительного изменения удельного сопротивления (модуля импеданса) плёнок $\Delta\rho_H = \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{\rho_H-\rho_0}{\rho_0}$, где ρ_H и ρ_0 – удельные сопротивления плёнок в магнитном поле и без поля (рис.2). Далее величину $\Delta\rho_H$ будем называть магнитосопротивлением (МС). Для частотных зависимостей МС с разной концентрацией x наблюдаются участки спада и роста, максимумы и минимумы МС (рис.2, а-г). Участки спада МС с ростом частоты соответствуют импедансу пленок с ёмкостным сопротивлением, для которых $Z\sim1/f$. Участки роста МС с увеличением частоты

соответствуют импедансу пленок с индуктивным сопротивлением, для которых $Z \sim f$. Для пленок с полосовой магнитопроводящей структурой наблюдается максимальное значение положительного МС. Это должно соответствовать, при СВЧ колебаниях, уменьшению эффективного сечения проводящих каналов. Для пленок с x=0.65 наблюдается резонансное изменение МС на частоте f =1 ГГц, что должно соответствовать близким значениям ёмкостного и индуктивного сопротивления пленок. На рис. 2 можно выделить интервалы частот, как с положительным, так и с отрицательным значением МС. Максимальное изменение МС может достигать 8% для пленок с x=0.65 (рис. 2, г).

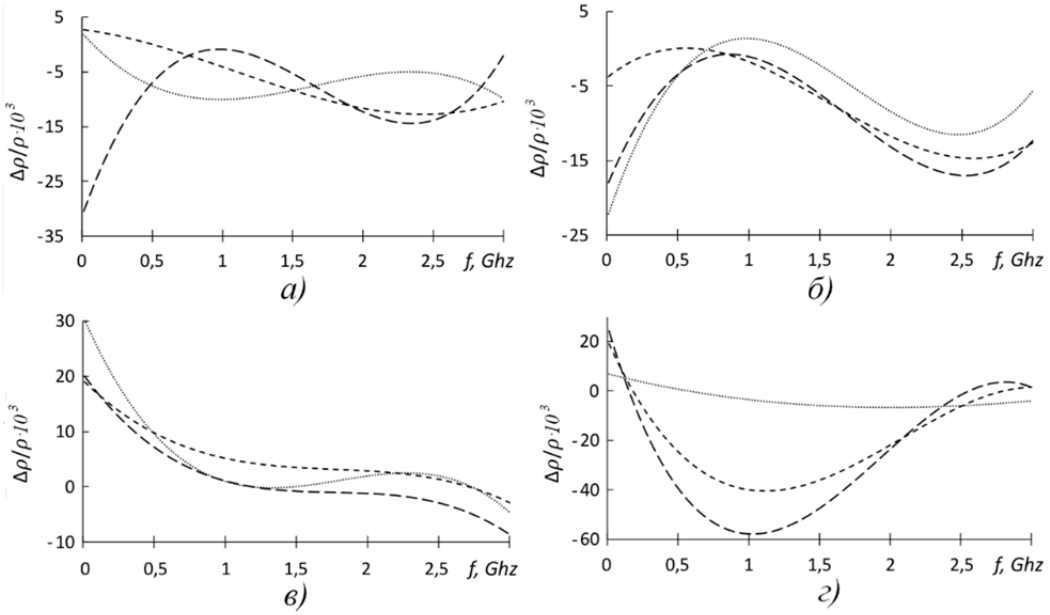


Рис. 2. Спектры магнитосопротивления композитных плёнок в магнитных полях H_0 (в кЭ): 1 (длинные штрихи), 3 (короткие штрихи), 7 (точки). Концентрации металлического сплава x: 0.42 (a); 0.56 (b), 0.61 (в); 0.65 (г).

В заключении, можно отметить, что значения МС изменяются в широких пределах от +0.03 до -0.06 в зависимости от частоты ВЧ и СВЧ поля и амплитуды постоянного магнитного поля. Откуда следует, что композитные пленки с полосовой магнитопроводящей структурой, могут быть использованы в устройствах СВЧ магнитоэлектроники, например, в качестве фильтров низких и высоких частот с регулируемой границей среза.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

Список использованных источников:

1. Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. Specific features of static and dynamic conduction of a composite film containing metal nanogranules in dielectric matrix // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2014. –V. 59. – № 9. – P. 920–932.

2. Kotov L.N. et.al. The particle size distribution function in the composite films and microwave magnetic properties // IOP Conf. Series: Materials Science and Engineering. – 2016. – V. 123. 012009.

УДК 539.216.2:537.624

ВЛИЯНИЕ УПРУГОЙ ДЕФОРМАЦИИ НА МАГНИТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЁНОЧНЫХ КОМПОЗИТОВ

Кудюков Е.В.

Младший научный сотрудник, аспирант, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Фещенко А.А.

Лаборант, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Кулеш Н.А.

К.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Лепаловский В.Н.

К.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Балымов К.Г.

К.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Васьковский В.О.

Д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, заведующий кафедрой магнетизма и магнитных наноматериалов, Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет имени Б.Н. Ельцина

Аннотация. *Данная работа посвящена исследованию магниторезистивных свойств тонких двухслойных пленок типа M/Py, где M = $Fe_{86}Al_{14}$, $Fe_{40}Co_{60}$ и Py=$Fe_{20}Ni_{80}$, при приложении упругой деформации. Установлено что при деформации возникает тензомагниторезистивный эффект, который является комбинацией магнитострикции в слое M и анизотропии магнитосопротивления в Py. Этот эффект имеет потенциал применения для оценки магнитострикции в тонких пленках, а также для использования в силовой сенсорике.*

Ключевые слова: *тонкие пленки, магнитострикция, анизотропия магнитосопротивления, тензомагниторезистивный эффект*

INFLUENCE OF ELASTIC DEFORMATION ON MAGNETIC AND MAGNETORESISTIVE PROPERTIES OF BILAYER FILM COMPOSITES

Kudyukov E.V.

Junior researcher, PhD student, Institute of natural sciences and mathematics, Ural Federal University

Feshenko A.A.

Laboratory assistant, Institute of natural sciences and mathematics, Ural Federal University

Kulesh N.A.

Ph.D., senior researcher, Institute of natural sciences and mathematics, Ural Federal University

Lepalovskij V.N.

Ph.D., senior researcher, Institute of natural sciences and mathematics, Ural Federal University

Balymov K.G.

Ph.D., senior researcher, Institute of natural sciences and mathematics, Ural Federal University

Vas'kovskiy V.O.

Dr. Sc., professor, head of department of magnetism and magnetic nanomaterials, Institute of natural sciences and mathematics, Ural Federal University

Annotation. *This work is devoted to the study of the magnetoresistive properties of thin bilayer films of the M / Py type, where M = $Fe_{86}Al_{14}$, $Fe_{40}Co_{60}$, and Py = $Fe_{20}Ni_{80}$, upon application of elastic deformation. It was found that deformation gives rise to a tensomagnetoresistive effect, which is a combination of magnetostriction in the M-layer and anisotropy of magnetoresistance in Py. This effect has the potential to be used for evaluating magnetostriction in thin films, as well as for use in force sensing.*

Keywords: *thin films, magnetostriction, anisotropic magnetoresistance, tensomagnetoresistance*

Тензомагниторезистивный эффект (ТМРЭ) представляет собой совокупность двух явлений, наблюдающихся в магнитоупорядоченных веществах, – магнитострикции и анизотропии магнитосопротивления (АМС) [1]. Благодаря магнитоупругому взаимодействию, деформация приводит к изменению магнитного состояния (в частности, магнитной анизотропии) среды, которое из-за наличия АМС трансформируется в изменение ее электросопротивления. Данный эффект интересен как физическая основа для создания преобразователей силовых воздействий, в частности, сенсоров давления, а также для исследовательских целей, ориентированных на изучение магнитоупругих явлений в малоразмерных средах, в том числе в тонких плёнках. Однако наиболее эффективные магнитострикционные материалы, среди которых сплавы Fe-Co, Fe-Al, Fe-Ga, (TbDy)-Fe [2], имеют низкую АМС и соответственно слабый ТМРЭ. Рациональным решением этой проблемы в отношении плёночных сред представляются композиты, в которых носителями анизотропии магнитосопротивления и магнитострикции являются разные структурные элементы (слои), находящиеся в сильной обменной связи. При этом наиболее подходящим кандидатом на роль магниторезистивного индикатора может рассматриваться классический пермаллой, характеризующийся низкой магнитострикцией и относительно большим АМС (свыше 4%). Пермаллой также является слабоанизотропным магнитомягким материалом. Поэтому его влияние на ход процессов перемагничивания плёночных композитов, не должно выходить за рамки количественного уменьшения магнитного гистерезиса. Данная работа посвящена исследованию закономерностей формирования ТМРЭ в двухслойных плёнках типа M/$Fe_{20}Ni_{80}$ (Py), где M = $Fe_{86}Al_{14}$, $Fe_{40}Co_{60}$.

Объекты исследования представляли собой двухслойные пленки, полученные методом магнетронного распыления на стеклянных подложках Corning. При этом использовались сплавная мишень пермаллоя и однокомпонентные мишени Fe, Co, Al. Бинарные сплавы Fe-Al и Fe-Co получались из мишеней чистых металлов в режиме сораспыления. Необходимые

составы подбирались путём варьирования скоростей осаждения компонентов и в последующем уточнялись с помощью рентгенофлуоресцентного спектрометра Nanohunter. Давление остаточных газов в вакуумной камере составляло $5\cdot10^{-7}$ мм. рт. ст., рабочего газа Ar – $2\cdot10^{-3}$ мм. рт. ст, Осаждение плёнок происходило в однородном магнитном поле (технологическое поле), напряжённость которого в плоскости подложек составляла 250 Э. Кроме того, на держатель подложки подавалось высокочастотное электрическое смещение. Толщина однослойных плёнок и слоёв в двухслойных композитах была фиксированной и составляла 40±2 нм.

Анализ процессов перемагничивания плёнок осуществлялся по магнитооптическим петлям гистерезиса, которые измерялись на Керр-магнитометре Evico Magnetics. Применение специальной оснастки позволяло проводить фиксированную изгибную деформацию образцов. При этом в силу значительного превышения толщины стеклянных подложек (0,2 мм) над толщиной плёнок деформация последних считалась однородной и соответствовала линейному сжатию на величину $\Delta l/l = 5\cdot10^{-4}$, которая рассчитывалась из стрелы прогиба. Для определения механических напряжений σ использовались табличные значения модуля Юнга, свойственные массивному состоянию исследуемых сплавов – $1{,}6\cdot10^{12}$, $1{,}74\cdot10^{12}$, $1{,}67\cdot10^{12}$ дин/см^2 для $Fe_{20}Ni_{80}$ (Py), $Fe_{86}Al_{14}$, $Fe_{40}Co_{60}$ соответственно. Принимая во внимания близкие значения приведенных модулей Юнга, при расчете σ для многослойной структуры использовался модуль Юнга магнитострикционного слоя ($Fe_{86}Al_{14}$, $Fe_{40}Co_{60}$). Резистивные свойства плёнок измерялись четырёхзондовым методом на полосках размером 2х15 мм. Для этого использовалась оригинальная установка, позволяющая получать магниторезистивные петли в магнитном поле напряжённостью до 200 Э и осуществлять контролируемую изгибную деформацию образцов в интервале $\Delta l/l$ от 0 до $6\cdot10^{-4}$. Максимальная деформация соответствует стреле прогиба 120 мкм. Подвод электрических контактов к плёнкам осуществлялся с помощью низкотемпературной пайки. Для определения спонтанной намагниченности однослойных плёнок привлекался вибрационный магнитометр.

На рис.1 представлены продольные (вдоль ОЛН, оси протекания тока и приложения деформации) магниторезистивные петли различных двухслойных пленок при приложении одноосной сжимающей деформации. Как можно видеть из рис.1, петли испытывают существенное изменения при приложении деформации различной величины, а именно изменяется их площадь и глубина минимума. Данное изменение, по-видимому, происходит из-за формирования оси анизотропии перпендикулярно оси протекания тока, в следствии возникновения магнитоупругого вклада обусловленного ненулевой константой магнитострикции. Характерное изменение сопротивления на этих петлях связанно преимущественно с процессами вращения намагниченности что позволяет количественно оценить константу магнитострикции.

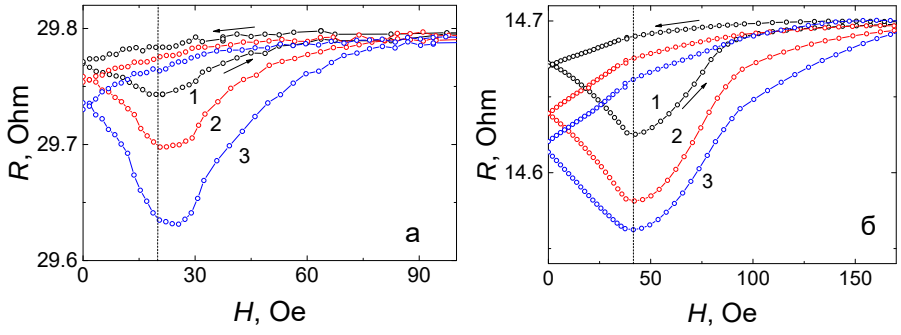


Рис. 1. Магниторезистивные петли композитов $Fe_{86}Al_{14}/Fe_{20}Ni_{80}$ (а) и $Fe_{40}Co_{60}/Fe_{20}Ni_{80}$ (б) при различном одноосном сжатии $\Delta l/l$: 1– 0; 2 – $3\cdot10^{-4}$; 3 – $5\cdot10^{-4}$. Штриховыми линиями указаны значения магнитного поля, для которых определены зависимости $\Delta R/R(\sigma)$, показанные на рис.2.

С целью количественной оценки возникающего тензомагниторезистивного эффекта, можно ввести относительное изменение сопротивления при деформации в магнитном поле где достигается максимальная чувствительность. Результаты данной оценки приведены на рис.3. При этом использовалось соотношение:

$$\left(\frac{\Delta R}{R}\right)_T = \frac{R_{II} - R(H_e)}{R_{II}} \quad (1)$$

где R_{II} и $R(H_e)$ – значения сопротивления в состоянии насыщения и в поле H_e соответственно.

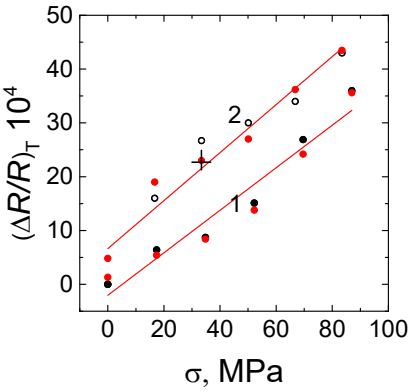


Рис. 2. Зависимости относительного изменения сопротивления от величины механических напряжений в композитах $Fe_{86}Al_{14}/Fe_{20}Ni_{80}$ (кривые 1) и $Fe_{40}Co_{60}/Fe_{20}Ni_{80}$ (кривые 2) при увеличении (черные кружки) и уменьшении (красные кружки) деформации. Вертикальный и горизонтальный отрезки показывают погрешности в определении величин, указанных на соответствующих осях.

Как видно из рис. 4, ход ТМРЭ-кривых в разных композитах имеет некоторую специфику. Однако в целом с учётом погрешностей измерений электросопротивления и стрелы прогиба деформируемых образцов можно заключить, что изменение $(\Delta R/R)_T$ не сильно отличается от линейного и имеет слабый гистерезис. В связи с этим для ориентировки в практической значимости ТМРЭ целесообразно оценить средний коэффициент тензочувствительности композитов как:

$$\delta = \frac{(\Delta R/R)_T}{\Delta l/l} \quad (2)$$

Для $Fe_{86}Al_{14}/Fe_{20}Ni_{80}$ и $Fe_{40}Co_{60}/Fe_{20}Ni_{80}$ величина δ составила 7,2 и 8,6 соответственно. Данные значения в несколько раз меньше чувствительности полупроводниковых тензоматериалов, однако, на порядок превосходят металлические тензорезисторы. Кроме того, стоит отметить значительный потенциал композитов в части оптимизации функциональных свойств путем подбора состава, применения термических обработок, варьирования соотношения толщин и количества магниторезистивных и индикаторных слоёв. В дополнение, из магниторезистивных петель также были определены константы магнитострикции данных материалов по соотношению $K_\sigma=(3/2)\lambda_s\sigma$. С учётом небольшого отрицательного вклада от слоёв пермаллоя они оказались равными $(5\pm0{,}4)\cdot10^{-6}$ $Fe_{86}Al_{14}$ и $(27\pm2)\cdot10^{-6}$ для $Fe_{40}Co_{60}$. Результаты проведённого исследования показывают, что слоистые композиты, содержащие обменно-связанные слои с раздельно выраженными магнитострикцией и анизотропией магнитосопротивления можно рассматривать как синтетические носители тензомагниторезистивного эффекта

Данная работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ «Аспирант» н. 19-32-90082\19.

Список использованных источников:

1. Балымов К.Г., Кудюков Е.В. и др. Использование магниторезистивных пленок с однонаправленной анизотропией для регистрации упругих деформаций // Дефектоскопия. – 2017. – № 7. – С. 46-51.

2. Panduranga M.K., Lee T. et.al. Polycrystalline Terfenol-D thin films grown at CMOS compatible temperature // AIP Advances. – 2018. – V. 8. – P. 056404.

УДК 537.622

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ И МАГНИТОПОЛЕВОГО ПОВЕДЕНИЯ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ТРЕХСЛОЙНЫХ СИСТЕМ Co/Gd/Co ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ

Макаров А.В.

аспирант, кафедра Магнетизма, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Харламова А.М.

к. ф.-м. н., младший научный сотрудник, кафедра Магнетизма, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Свалов А.В.

д. ф.-м. н., старший научный сотрудник, кафедра Магнетизма и магнитных наноматериалов, Отдел магнетизма твердых тел УРФУ им. Б.Н. Ельцина

Шалыгина Е.Е.

д. ф.-м. н., профессор, главный научный сотрудник, кафедра Магнетизма, Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *В работе представлены результаты исследования зависимости магнитных свойств и магнитополевого поведения трехслойных тонкопленочных систем Co/Gd/Co при изменении температуры от 100 до 300 K. Изучаемые образцы получены методом ионоплазменного магнетронного распыления. Обнаружено влияние температуры на магнитные характеристики и магнитополевое поведение изучаемых тонкопленочных систем. В частности, форма петель гистерезиса зависит от толщины слоя Gd и температуры. Найдена зависимость коэрцитивной силы и магнитного момента от температуры.*

Ключевые слова: *магнитные свойства, низкотемпературные измерения, редкоземельные металлы, тонкопленочные структуры.*

INVESTIGATION OF TEMPERATURE DEPENDENCE OF MAGNETIC PROPERTIES AND MAGNETIC-FIELD BEHAVIOUR OF THREE-LAYER THIN-FILM Co/Gd/Co SYSTEMS

Makarov A.V.

Graduate student, Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Kharlamova A.M.

PhD in Physical and Mathematical Sciences, Research Assistant, Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Svalov A.V.

PhD in Physical and Mathematical Sciences, Senior Researcher, Department of Magnetism and Magnetic Nanomaterials, Section of Solid State Magnetism, Ural Federal University

Shalygina E.E.

PhD in Physical and Mathematical Sciences, professor, Principal researcher, Department of Magnetism, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University

Abstract. *The results of the investigation of the dependence of the magnetic properties and magnetic-field behavior of thin-film three-layer Co/Gd/Co systems on temperature from 100 to 300 K are presented The samples were obtained by ion-plasma magnetron sputtering. It is found the temperature influence on the magnetic characteristics and magnetic field behavior of the samples. In particular, the shape of the hysteresis loops depends on the thickness of the Gd layer and the temperature. The dependences of the coercive force and magnetic moment on temperature are found.*

Key words: magnetic properties*, low-temperature measurements, rare-earth metals, thin-film systems.*

В настоящее время многослойные тонкопленочные структуры, состоящие из чередующихся слоев редкоземельного (РЗМ) и переходного металлов (ПМ), активно исследуются [1], что обусловлено их уникальными характеристиками. В частности, в этих системах обнаружено спин-переориентационные фазовые переходы [2], обменное взаимодействие на границе раздела слоев [3], а также явление компенсации магнитных моментов [4]. Вместе с тем дальнейшее изучение температурных характеристик этих тонкопленочных систем может способствовать более глубокому пониманию особенностей их магнитных свойств, в частности, антиферромагнитного обменного взаимодействия между магнитными слоями через разделительный редкоземельный слой. Это предопределит их применение, например, в электронике в качестве элемента датчика магнитного поля [5], магнитооптического записывающего устройства [6] и др.

Целью данной работы является исследование температурной зависимости магнитополевого поведения и магнитных свойств трехслойных Co/Gd/Co систем при изменении температуры от 100 до 300 K. Выбор в качестве редкоземельного металла гадолиния, обусловлен тем, что он характеризуется как высокой температурой Кюри, равной 293 K, так и высоким значением атомного магнитного момента, величина которого достигает 7.5 магнетонов Бора. Кроме того, во всем температурном диапазоне ниже точки Кюри гадолиний является коллинеарным ферромагнетиком [7].

Изучаемые трехслойные Co/Gd/Co образцы были получены при комнатной температуре методом ионоплазменного магнетронного распыления на неохлаждаемые стеклянные подложки Corning 2845 с использованием Ta, Co и Gd мишеней. Перед процедурой напыления все подложки очищались последовательно в ультразвуковой ванне ацетоном, этанолом и деионизированной водой, а затем сушились при температуре 100 °C. Шероховатость поверхности подложки была порядка 0.5 нм. В качестве буферного подслоя и верхнего слоя, защищающего образцы от окисления, наносились слои тантала (Ta) толщиной 5.0 нм. Базовое давление в вакуумной камере было 4.0×10^{-7} мбар. Давление аргона в процессе напыления пленки достигало 3.8×10^{-3} мбар. Образцы были получены при наличии магнитного поля $\boldsymbol{H}_{\text{подл}} = 250$ Э, приложенного параллельно плоскости подложки, что способствовало формированию одноосной магнитной анизотропии в плоскости образцов. Толщина Co слоев, t_{Co}, во всех трехслойных Co/Gd/Co образцах была равна 5.0 нм, а Gd, t_{Gd} - 3.0, 4.6, 6.0 и 9.0 нм. Толщина слоев была определена по скорости (11.0, 2.6 и 2.8 нм/мин для Ta, Co, и Gd, соответственно) и времени напыления для каждого материала.

Объемные магнитные характеристики Co/Gd/Co трехслойных образцов были измерены на вибрационном магнитометре «LakeShore VSM 7400» с чувствительностью, равной 10^{-5} Гс $\times$ см^3. Внешнее перемагничивающее магнитное поле было приложено

параллельно плоскости образца. Для проведения низкотемпературных измерений использовался продувной криостат. Принцип действия приставки основан на продуве хладагента через объем, в котором находится исследуемый образец. В данной работе в качестве хладагента использовались пары жидкого азота. Измерения петель гистерезиса были выполнены в температурном диапазоне от 100 до 300 K. Стабильность температуры при выполнении измерений выбиралась по программе в интервале 0.1–1.0 K и определялась из соотношения – необходимая точность/длительность измерений.

На рис. 1–3 приведены петли гистерезиса, наблюдаемые для образцов с толщиной гадолиния, равной 4.6 нм, 6 нм и 9 нм, при различных температурах. Магнитное поле было приложено параллельно оси легкого намагничивания.

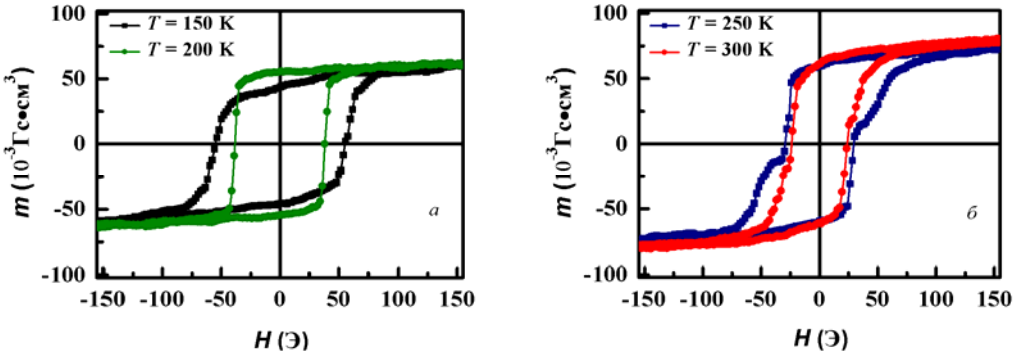


Рис. 1. Петли гистерезиса, наблюдаемые для образца с толщиной гадолиния, равной 4.6 нм, в магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания, при T = 150 K и 200 K (а), T = 250 K и 300 K (б)

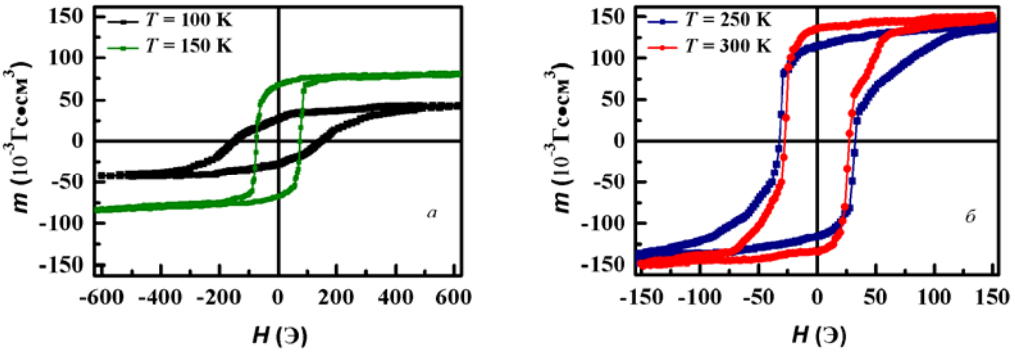


Рис. 2. Петли гистерезиса, наблюдаемые для образца с толщиной гадолиния, равной 6 нм, в магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания, при T = 100 K и 150 K (а), T = 250 K и 300 K (б)

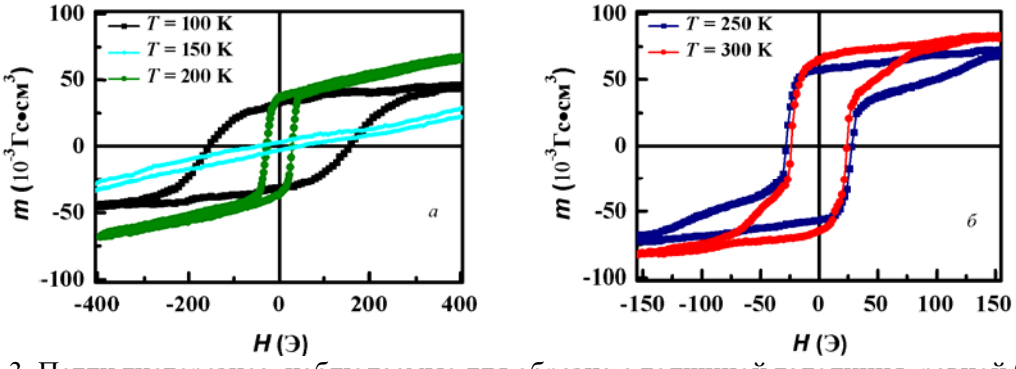


Рис. 3. Петли гистерезиса, наблюдаемые для образца с толщиной гадолиния, равной 9 нм, в магнитном поле, параллельном оси легкого намагничивания, при T = 100 K, 150 K и 200 K(а), T = 250 K и 300 K (б)

В целом анализ полученных данных показал следующее. Форма петель гистерезиса для изучаемых образцов зависит от температуры. При комнатной температуре наблюдаются

практически прямоугольные петли гистерезиса, а при ее понижении они имеют более сложный вид, который зависит от толщины слоя гадолиния. Например, при T = 200 K образец с толщиной гадолиния, равной 9 нм, характеризуется наклонной петлей гистерезиса, а для образца с толщиной гадолиния, равной 4.6 нм, наблюдается прямоугольная петля. Этот факт свидетельствует о том, что гадолиний в ферромагнитном состоянии оказывает сильное влияние на магнитополевое поведение Co/Gd/Co систем.

Измеренные петли гистерезиса позволяют оценить значения коэрцитивной силы и магнитного момента для изучаемых образцов. Особого внимания заслуживает образец с толщиной слоя гадолиния, равной 9 нм. При T = 100–200 K он характеризуется существенным уменьшением магнитного момента и коэрцитивной силы. В частности, при T = 150 K, магнитный момент образца практически равен нулю, а петля гистерезиса вырождается в почти прямую линию (безгистерезисная петля). Согласно существующим данным это означает, что при указанной выше температуре образец находится в состоянии, близком к точке компенсации магнитных моментов [8].

В других изучаемых образцах значения магнитного момента при нулевом магнитном поле, m_0, с ростом температуры от 100 до 300 K увеличиваются, а коэрцитивной силы уменьшаются. Этот факт можно объяснить, если принять во внимание особенности температурных зависимостей магнитного момента кобальта и гадолиния. Известно, [9], что в диапазоне от 100 до 300 K магнитный момент кобальта изменяется медленно, а магнитный момент гадолиния, имеющий противоположное направление относительно момента кобальта, значительно уменьшается [8]. В результате общий магнитный момент системы растет.

Таким образом, проведенные исследования показали, что магнитополевое поведение Co/Gd/Co систем зависит от температуры. В частности, для изучаемых тонкопленочных образцов обнаружено изменение значений магнитного момента, m, при увеличении температуры от 100 до 300 K. Для образца с толщиной гадолиния, равной 9 нм, при T = 150 K была зафиксирована точка магнитной компенсации. В целом полученные данные свидетельствовали о сильном влиянии Gd на магнитные характеристики Co/Gd/Co образцов.

1. Basha M.A., Prajapat C.L., Gupta M., Bhatt H., Kumar Y., Ghosh S.K., Karki V., Basu S. and Singh S. Interface induced magnetic properties of Gd/Co heterostructures // Phys. Chem. Chem. Phys. – 2018. – V. 20. № 33. – P. 21580 – 21589.

2. Utochkin S.N. and Zvezdin A.K. Spin-reorientation transitions in RE-TM superlattices // Journ. of Magn. and Magn. Mater.– 1995. – № 140. – P. 787–788.

3. Anilturk O.S. and Koymen A.R. Element-specific magnetization of a Gd-Co composite system using spin-polarized Auger electron spectroscopy // Phys. Rev. B. – 2003. – V. 68. № 2. – P. 024430-1–024430-6.

4. Kamiguchi Y., Fujimori H. and Motokawa M. Magnetization and magnetoresistance of Fe/Gd ferrimagnetic multilayer films // Journ. of the Phys. Soc. of Japan.– 1992. – V. 61. № 10. – P. 3721–3731.

5. Vorobiov, S.I., Shutylieva, O.V., Pazukha, I.M. and Chornous, A.M. Sensitive element of the magnetic field sensor based on three-layer film system Co/X/Co (X= Dy, Gd) // Techn. Phys. – 2014. – V. 59. № 11. – P. 1644–1649.

6. Pełka, J. B. Paszkowicz, W., Wawro, A., Baczewski, L.T. and Seeck, O. Structural study of Co/Gd multilayers by X-ray diffraction and GIXR // Journ. of All. and Comp. – 2001. – № 1–2. V. 328. – P. 253–258.

7. Никитин С.А. Магнитные свойства редкоземельных металлов и их сплавов. – М.: Издательство МГУ, 1989. – 248 с.

8. Белов К.П., Белянчикова М.А., Левитин Р.З., Никитин С.А Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики. – М.: Наука, 1965. – 320 с.

9. Bloemen, P.J.H., de Jonge, W.J.M. and den Broeder, F.J.A. // Journ. of Magn. and Magn. Mater. – 1991. – № 93. – P. 105–108.

УДК: 537.876.23, 51-73, 519.633, 004.942

FDTD-МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНКАХ

Макаров П.А.

к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры радиофизики и электроники
Института точных наук и информационных технологий
ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Устюгов В.А.

к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры радиофизики и электроники
Института точных наук и информационных технологий
ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Котов Л.Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники
Института точных наук и информационных технологий
ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Аннотация. *В работе разработан алгоритм численного моделирования распространения электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах методом FDTD. Сформулированный алгоритм пригоден для анализа основных временных характеристик, а также выявления особенностей распространения различных типов электромагнитных сигналов в слоистых случайно-неоднородных магнитных средах.*

Ключевые слова: *электродинамика, случайно-неоднородные среды, моделирование, численный эксперимент, метод FDTD, магнитные нанокомпозитные плёнки*

FDTD SIMULATION OF ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION IN MAGNETIC NANOCOMPOSITE FILMS

Makarov P.A.

PhD, docent, docent of Radiophysics and electronics department,
Institute of Exact Sciences and Information Technology of
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Ustyugov V.A.

PhD, docent, docent of Radiophysics and electronics department,
Institute of Exact Sciences and Information Technology of
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Kotov L.N.

Dr. Sc., professor, head of Radiophysics and electronics department,
Institute of Exact Sciences and Information Technology of
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Annotation. *An algorithm for the numerical simulation of the propagation of electromagnetic waves in randomly inhomogeneous media by the FDTD method has been developed. That algorithm is suitable for analyzing the main time characteristics, as well as identifying the features of the propagation of various types of electromagnetic signals in layered randomly inhomogeneous magnetic media.*

Keywords: *electrodynamics, randomly inhomogeneous media, modeling, numerical experiment, FDTD method, magnetic nanocomposite films*

Модель случайно-неоднородной среды в течение многих лет является крайне востребованной как в фундаментальной науке, так и в прикладных исследованиях и технических приложениях. Исследование статистики электромагнитного излучения при распространении в случайно-неоднородных средах определяется исключительными возможностями в исследованиях турбулентности плазмы, земной атмосферы, гидродинамических потоков [1,2]. Однако не менее важное значение в фундаментальных исследованиях, связанных с многократным рассеянием света в случайно-неоднородных средах, имеет многообразие красивых физических эффектов. Это и когерентное рассеяние назад, и угловые, а также временные корреляции рассеянного излучения [3, 4].

Можно привести ещё множество конкретных проблем статистической радиофизики и акустики, в которых важную роль играет модель случайно-неоднородной среды, однако аналогичные задачи и методы их решения возникают и в физике плазмы, физике твёрдого тела, магнитной гидродинамике и других областях [2]. Заметим ещё только, что широкое применение оптических и акустических методов диагностики в современной медицине так же опирается на особенности распространения сигналов в стохастических системах [1, 5].

В цитированной выше литературе задача о распространении сигналов в случайно-неоднородных средах решается различными полуаналитическими, качественными методами, что требует весьма значительных усилий по разработке соответствующей модели и установлении границ её применимости. Кроме того, данные приближённые методы могут дать только некую усреднённую картину явления, которая, вообще говоря, существенно отличается от возможной реализации в каждой конкретной ситуации.

В связи с этим, актуальным направлением является разработка численных методов, позволяющих наглядно и относительно просто представить процесс распространения сигналов в конкретных стохастических системах. В настоящее время существует множество подобных методик, однако мы не будем останавливаться на их обзоре, так как наиболее широкое распространение получили сеточные методы. Их основой является процедура дискретизации пространства-времени и переход от дифференциальных уравнений для непрерывных функций к конечно-разностным уравнениям для функций дискретных переменных. Основополагающей в этом направлении была работа Кейна Йи [6], в которой впервые был описан метод конечных разностей во временной области (FDTD, Finite Difference Time Domain). Данная работа не получила в своё время широкого отклика в научной среде в силу высокой ресурсоёмкости разработанного метода и чрезвычайных затрат машинного времени, требуемых для его реализации, однако в последнее время метод FDTD переживает «второе рождение», что связано с прогрессом в современной электронике и вычислительной технике. Имеется обширная литература по использованию и развитию метода FDTD в области электродинамики случайно-неоднородных сред [7–12]. Тем не менее, эта область не только не исчерпала себя, но и напротив — продолжает оставаться очень привлекательной, так как потенциально может стимулировать изучение множества интересных эффектов.

В частности, разработка эффективного FDTD-алгоритма моделирования распространения электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах может оказаться полезной для решения следующих задач:

1) количественное определение помех, возникающих при прохождении радиосигнала в нестационарной неоднородной среде при неблагоприятных погодных условиях;

2) определение законов распространения света в композитных наноструированных материалах;

3) исследование динамических характеристик материалов, содержащих различные примеси или имеющие дефекты.

Таким образом, целью данной работы является разработка достаточно простого и эффективного FDTD-алгоритма для демонстрации некоторых особенностей распространения электромагнитных волн в случайно-неоднородных средах. Ограничимся при этом простейшим случаем одномерных слоисто-неоднородных систем, который не даст, конечно, возможности изучить всё электродинамические свойства, но, тем не менее, может служить отправной точной для более сложных реализаций.

Как известно, макроскопические Максвелла имеют следующий общий вид

$$\nabla \times \boldsymbol{E} = -\frac{\partial \boldsymbol{B}}{\partial t}, \qquad \nabla \times \boldsymbol{H} = \boldsymbol{J}_{\text{ext}} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\partial t}, \tag{1}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \rho_{\text{ext}}, \qquad \nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0. \tag{2}$$

Совместно с системой материальных уравнений

$$\boldsymbol{D} = \varepsilon\varepsilon_0 \boldsymbol{E}, \quad \boldsymbol{B} = \mu\mu_0 \boldsymbol{H} \tag{3}$$

равенства (1) и (2) полностью определяют электродинамические свойства системы.

Будем рассматривать систему в отсутствии сторонних зарядов, для которой $\boldsymbol{J}_{\text{ext}}$, ε и μ — заданные функции пространственно-временных переменных. При этом математическое описание задачи сводится к законам Фарадея и Ампера (1) и материальным соотношениям (3).

Далее, будем исследовать распространение электромагнитного поля вдоль направления декартовой оси Ox в изотропных магнитных материалах с $\varepsilon = \varepsilon(\boldsymbol{r}, t)$, $\mu = \mu(\boldsymbol{r}, t)$ когда $\boldsymbol{J} \parallel Oz$. В силу сделанных предположений очевидно, что $\boldsymbol{E} = E_z \boldsymbol{e}_z$, $\boldsymbol{H} = H_y \boldsymbol{e}_y$, а основная система уравнений (1) и (3) принимает вид

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial (\mu H_y)}{\partial t}, \qquad \frac{\partial H_y}{\partial x} = J_z + \varepsilon_0 \frac{\partial (\varepsilon E_z)}{\partial t}. \tag{4}$$

Таким образом, наша задача свелась к исследованию динамики двух скалярных функций $E_z(x,t)$ и $H_y(x,t)$, связанных равенствами (4). При этом все электродинамические свойства среды полностью определяются характером стохастических функций $\varepsilon(\boldsymbol{r}, t)$ и $\mu(\boldsymbol{r}, t)$.

Теперь дискретизируем пространство-время, вводя следующие точечные функции

$$f(x,t) = f(m\Delta x, q\Delta t) = f^q[m].$$

Далее, вводим сетки для электрического $E_z^q[m]$ и магнитного $H_y^q[m]$ полей, смещённые друг относительно друга в шахматном порядке, как это было предложено в классической работе [6]. Это позволяет записать конечно-разностный аналог уравнений (4) в виде

$$\begin{aligned} H_y^{q+1/2}\left[m+\tfrac{1}{2}\right] &= \frac{1}{\mu^{q+1/2}\left[m+\frac{1}{2}\right]}\left\{\mu^{q-1/2}\left[m+\tfrac{1}{2}\right] H_y^{q-1/2}\left[m+\tfrac{1}{2}\right]\right. \\ &\left. + \frac{\Delta t}{\mu_0 \Delta x}\left(E_z^q[m+1] - E_z^q[m]\right)\right\}. \end{aligned} \tag{5}$$

$$E_z^{q+1}[m] = \frac{1}{\varepsilon^{q+1}[m]}\left\{\varepsilon^q[m]E_z^q[m] - \Delta t J_z^{q+\frac{1}{2}}[m] + \frac{\Delta t}{\varepsilon_0 \Delta x}\left(H_y^{q+1/2}\left[m+\frac{1}{2}\right] - H_y^{q+1/2}\left[m-\frac{1}{2}\right]\right)\right\}. \quad (6)$$

Уравнения (5) и (6) позволяют реализовать итерационный алгоритм Йи [8], определяющий всю динамику электромагнитного поля в рассматриваемом случае немагнитной изотропной случайно неоднородной среды. Полученные равенства отличает от известных аналогов [7–12] то, что они позволяют описывать динамику магнитно-неоднородных слоистых структур, таких как магнитные композитные плёнки. Кроме того, разработанный алгоритм применим не только для стационарных, но и для нестационарных стохастических систем. Очевидно при этом, что определяющую роль в успехе реализации сформулированного метода играют «правильно подобранные» параметры пространственно-временной сетки, а именно, необходимым условием работы алгоритма являются неравенства $\Delta x \ll \lambda$, $\Delta t \ll 1/\nu$, где λ — длина волны, а ν — частота.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (проект №21-72-20048).

Список использованных источников:

1. Скипетров С.Е., Меглинский И.В. Диффузионно-волновая спектроскопия в случайно-неоднородных средах с локализованными в пространстве потоками рассеивателей // ЖЭТФ. – 1998. – Т. 113, Вып. 4. – С. 1213–1222.
2. Прохоров А.М., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шитов В.И. Распространение лазерного излучения в случайно-неоднородных средах // УФН. – 1974. – Т. 114. – С. 415–456.
3. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // УФН. – 1982. – Т. 137. – С. 501–527.
4. Кузьмин В.Л., Романов В.П. Когерентные эффекты при рассеянии света в неупорядоченных системах // УФН. – 1996. – Т. 166. – С. 247–278.
5. Тучин В.В. Исследование биотканей методами светорассеяния // УФН. – 1997. – Т. 167. – С. 517–539.
6. Yee K. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // IEEE Trans. on Ant. and Prop. – 1966. – V. 14, N. 3. – P. 302–307.
7. Moss C.D., Teixeira F.L., Yang Y.E., Kong J.A. Finite-Difference Time-Domain simulation of scattering from objects in continuous random media // IEEE Trans. GRS. – 2002. – V. 40, N. 1. – P. 178–186.
8. Tseng S.H., Greene J.H., Taflove A., Maitland D., Backman V., Walsh J.T.Jr. Exact solution of Maxwell's equations for optical interactions with a macroscopic random medium // Optics Letters. – 2004. – V. 29, N. 12. – P. 1393–1395.
9. Li J., Guo L.X., Zeng H., Han X.B. Investigation of composite electromagnetic scattering from ship-like target on the randomly rough sea surface using FDTD method // Chinese Physics B. – 2009. – V. 18, N. 7. – P. 2757–2763.
10. Miyazaki Y., Kouno K. FDTD analysis of spatial filtering of scattered waves for optical CT of medical diagnosis // IEEJ Trans. FM. – 2009. – V. 129, N. 10. – P. 693–698.
11. Li J., Guo L.X., Zeng H., Han X.B. Investigation on wide-band scattering of a 2D target above 1D randomly rough surface by FDTD method // Optics Express. – 2011. – V. 19, N. 2. – P. 1091–1100.
12. Tan T., Taflove A., Backman V. Single realization stochastic FDTD for weak scattering waves in biological random media // IEEE Trans. AP. – 2013. – V. 61, N. 2. – P. 818–828.

УДК: 537.624; 537.632

РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СПИНОВЫХ ВОЛН В 3D Т-ОБРАЗНОМ МАГНОННОМ СПЛИТТЕРЕ

Мартышкин А.А.

аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Бегинин Е.Н.

к.ф.-м.н., заведующий кафедрой нелинейной физики
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Аннотация. *С помощью численных и экспериментальных методов исследован механизм передачи спин-волнового сигнала в трехмерном магнонном сплиттере, образованным ортогонально сочлененными магнитными полосками железо-иттриевого граната. Показана возможность управления передачей сигнала с помощью изменения величины воздушного зазора между волноведущими секциями. С прикладной точки зрения, полученные результаты могут быть использованы для создания элемента межсоединения в многоуровневых магнонных устройствах обработки информации для формирования многослойных топологий магнонных сетей и миниатюризации вычислительных устройств, основанных на принципах магноники.*

Ключевые слова: *спиновые волны, магноника, трехмерные межсоединения.*

SPIN WAVE TRANSPORT IN A 3D T-SHAPED MAGNONIC SPLITTER

Martyshkin A.A.

PhD student, Saratov State University

Beginin E.N.

Ph.D., Head of Dept. of Nonlinear Physics,
Saratov State University

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,
Saratov State University

Annotation. *Here, we demonstrate mechanism of transmission of a spin-wave signal in a three-dimensional magnon splitter, formed by orthogonally joined magnetic strips of yttrium iron garnet using numerical and experimental techniques. It is shown possibility of signal transmission control by changing the size of the air gap between the waveguide sections is shown. From an applied point of view, the results obtained can be used to create an interconnect element in multilevel magnon information processing devices for the formation of multilayer magnon network topologies and miniaturization of computing devices based on the principles of magnonics.*

Keywords: *spin waves, magnonics, three-dimensional interconnections.*

В настоящее время в рамках научного направления физики конденсированного состояния таким, как магноника активно изучаются механизмы и методы возбуждения и управления спиновыми волнами (СВ) в магнитных материалах [1]. Используя СВ оказывается возможным, передавать информацию с низким затуханием и обеспечивая сверхнизкое энергопотребление [2]. Большинство устройств, основанных на магнонной логике, выполнены в виде сети магнитных волноводов и намагничены в плоскости, что накладывает ограничения на маршрутизацию сигналов. Такие магнонные сети (МС) ограничены одним функциональным уровнем, имеют критическую длину распространения сигнала и большую площадь устройства [3]. Создание магнонных структур с вертикальным СВ транспортом позволяет создавать трехмерные магнонные сети с большим количеством функциональных слоев МС в меньшем объеме. На пути к увеличению количества функциональных элементов в МС оказывается важным изучить механизмы передачи СВ в многоуровневых топологиях МС на основе трехмерных структур [4].

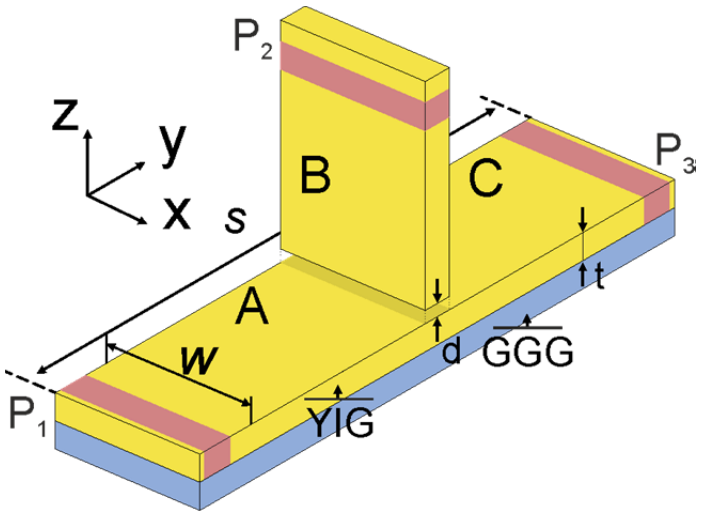


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой структуры

В данной работе, с помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрирована реализация трехмерного Т-образного сплиттера на основе ортогонально соединенных магнитных микроволноводов (см. рис. 1). Для создания структуры в качестве магнитных микроволноводов использовались тонкие пленки ЖИГ [$Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ (111)] толщиной t = 10 мкм, шириной w = 500 мкм и намагниченностью насыщения $4\pi Ms$ = 1750 G выращенные на подложке из гадолиний-галлиевого граната [(GGG) $Gd_3Ga_5O_{12}$ (111)] толщиной 500 мкм. Исследуемая структура может быть представлена в виде Т-образной волноведущей системы, представляющая собой две магнитные полоски, образующих три спин-волновых канала длинной A = B=C= 1280 мкм. Возбуждение и прием СВ сигнала осуществлялся с помощью микрополосковой антенны толщиной 1 мкм и шириной 30 мкм. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле, H_0 = 1200 Э, ориентированное вдоль оси x для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ). Для исследования механизмов управления спин-волновой связью было проведено микромагнитное моделирование в программе MuMax3 [5] на основе численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Был проведен расчет спектральной плотности мощности выходного сигнала в областях обозначенных P_1,P_2,P_3 на рис. 1. Показано наличие невзаимности распространения сигнала в структуре при изменении направления внешнего магнитного поля.

Методом микроволновой спектроскопии было проведено экспериментальное исследование спин-волнового транспорта в изготовленной структуре путем использования микрополосковой линии передачи. При этом было проведено измерение матрицы S-параметров с помощью векторного анализатора цепей Agilent Technologies PNA Network Analyzer E8362C. Показано, что при изменении величины воздушного зазора d между спин-волноведущими секциями оказывается возможным осуществлять эффективное управление свойствами распространяющегося СВ сигнала.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-37-90145).

Список использованных источников:

1. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D., Magnonics // Journal of Physics D: Applied Physics – 2010 – V. 43 – P. 264001.
2. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing // Journal of Physics D: Applied Physics – 2017 – V. 50 – P. 244001.
3. Niemier M. T., Bernstein G. H., Csaba G., Dingler A., Hu X.S., Kurtz S., Liu S., Nahas J., Porod W., Siddiq M., Varga E., Nanomagnet logic: progress toward system-level integration // Journal of Physics: Condensed Matte – 2011 – V. 23 – P. 493202.
4. Beginin E., Sadovnikov A., Sakharov V., Stognij A., Khivintsev Y., Nikitov S., Collective and localized modes in 3D magnonic crystals // Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2019 – V. – 492 – P. 165647.
5. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Garcia-Sanchez F., Van Waeyenberge B., The design and verification of MuMax3 // AIP Advances, – 2014 – V. 4, P. – 107133.

УДК ***54-162.2***

ПОЛУЧЕНИЕ ПЛЕНОК ГЕКСАГОНАЛЬНОГО ФЕРРИТА БАРИЯ НА МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПОДЛОЖКАХ Al_2O_3(001) С EX SITU ОТЖИГОМ

Миронович А.Ю.

ассистент кафедры технологии материалов электроники, НИТУ МИСиС

Костишин В.Г.

заведующий кафедрой технологии материалов электроники, д-р. физ.-мат. наук, профессор, НИТУ МИСиС

Исаев И.М.

проректор по безопасности и общим вопросам, канд. техн. наук, НИТУ МИСиС

Аннотация. *Работа посвящена изучению влияния различных техник напыления на степень текстуры пленки $BaFe_{12}O_{19}/Al_2O_3$(001). Рассматриваются непрерывное, интервальное (нанесение-выдержка-нанесение) и послойное (нанесение-отжиг-нанесение) напыление. Показано, что предложенная техника интервального напыления отличается технологической простотой, в сравнении с послойной, и лучшей текстурой гексаферрита, по сравнению с непрерывным нанесением.*

Ключевые слова: *гексаферрит бария, сапфир, тонкие пленки, отжиг*

SYNTHESIS OF BARIUM HEXAGONAL FERRITE FILMS ON MONOCRYSTALLINE Al_2O_3 (001) SUBSTRATES WITH *EX SITU* ANNEALING

Mironovich A.Yu.

education assistant, department of technology of electronic materials, NUST MISiS

Kostishyn V.G.

head of department of technology of electronic materials, Dr. Sci. in Physics and Mathematics, professor, NUST MISiS

Isaev I.M.

vice rector for security and general affairs, PhD in Engineering Sci., NUST MISiS

Annotation. *This work is devoted to the study of the influence of various deposition techniques on the degree of texture of the BaFe12O19 / Al2O3 (001) film. Continuous, interval (deposition-break-depostion) and layer-by-layer (deposition-annealing-deposition) deposition are considered. It is shown that the proposed technique of interval deposition is benefited by its technological simplicity, in comparison to layer-by-layer technique, and a better texture of hexaferrite, in comparison to continuous deposition.*

Keywords: barium hexaferrite, sapphire, thin films, annealing

Пленки гексагональных ферритов (ГФ) представляют особый интерес для современных исследователей, обусловленный возможностью конструировать на их основе планарные СВЧ-элементы и устройства спинтроники. В частности, практической значимостью обладают текстурированные пленки с выраженной анизотропией магнитных

свойств. Синтез такого материала связан с определенными трудностями [1]. В контексте данной работы выделяется следующая проблематика. После напыления пленки ГФ находятся в аморфном состоянии, что не позволяет использовать их по назначению. Решение этой проблемы – кристаллизационный отжиг, который можно проводить непосредственно в процессе нанесения (*in situ*), повысив температуру подложки. Однако для этого необходимы температуры выше 800 ^{o}C, что усложняет конструкцию установки. С другой стороны, отжиг относительно толстых пленок в печи (*ex situ*) приводит к нарушению текстуры, поскольку кристаллизация проходит по всему объему пленки, в том числе в частях, не связанных с подложкой и не наследующих ее ориентацию [2]. Было установлено, что в пленках с толщиной менее 100 нм нарушения текстуры при *ex situ* отжиге не происходит [3]. С учетом этого явления для синтеза применяют технику послойного напыления – последовательного нанесения и отжига монослоев [4]. Сначала наносится 100 нм ГФ на монокристаллическую подложку Al_2O_3, затем пленка отжигается в печи. Последующий слой наносится уже на кристаллический ГФ и при следующем отжиге наследует его ориентацию. Такая технология позволяет сохранить высокую степень текстуры при увеличении толщины пленки, но обладает своими недостатками – повышенными временем изготовления образца и дополнительными рисками загрязнить пленку вследствие множественных операций загрузки, выгрузки и отжига в печи. В качестве более простой альтернативы, не требующей извлечения образца из камеры напыления, предлагается техника интервального напыления. Этот прием разработан на основе наших предыдущих исследований [5]. Было установлено, что при определенных условиях синтеза на подложке Al_2O_3 (102) существенная часть гексаферрита бария кристаллизуется с ориентацией (00l). Такое ориентационное соотношение не свойственно для структур сапфира и магнетоплюмбита. Кратко это явление можно объяснить так: при температуре подложки 300 ^{o}C из аморфной пленки сначала кристаллизуется фаза гематита [6], которая характеризуется поверхностной кристаллизацией [7] с ориентацией (00l); при отжиге барий начинает диффундировать в гематит с образованием гексаферритовой фазы с сохранением ориентационного соотношения Fe_2O_3 (00l) ⟶ $BaFe_{12}O_{19}$ (00l). Однако кристаллизация гематита идет довольно медленно, в связи с чем остается значительный объем аморфной фазы, который впоследствии кристаллизуется с произвольной ориентацией. К тому же, на границе с подложкой Al_2O_3(102) ориентация гематита также (102). В связи с этим не весь объем пленки ГФ характеризуется ориентацией (00l). Учитывая вышесказанное, была введена техника интервального напыления ГФ. При 300 ^{o}C на подложку Al_2O_3(00l) наносилось около 100 нм ГФ. Затем процесс напыления останавливался на 10 мин без прерывания нагрева подложки. Предполагалось, что в пленке начнется кристаллизация гематита (00l) как на поверхности, так и на границе с подложкой, а дополнительное время увеличит содержание кристаллической фазы. По истечении 10 минут процесс нанесения повторялся. По аналогии с послойным нанесение ГФ, подразумевалось, что в каждом слое пройдет кристаллизация Fe_2O_3 (00l), который послужит «шаблоном» для дальнейшего формирования (00l) текстуры BaM. Всего таким образом было нанесено 5 слоев (образец №1). Для сравнительного анализа также были изготовлены: пленка ГФ с толщиной 500 нм без прерывания процесса напыления (образец №2); пленка ГФ с последовательными операциями нанесения 100 нм и ex situ отжигом (5 слоев, образец №3). Полученные образцы исследовались посредством рентгенографии и атомно-силовой микроскопии (АСМ). В случае послойного напыления измерения АСМ проводились для каждого слоя. Для оценки степени текстуры по рентгеновским дифрактограммам полученных образцов для пиков семейства (00l) был рассчитан фактор Лотгеринга. В случае непрерывного напыления пиков такого типа обнаружено не было. Для послойного напыления степень (00l) текстуры составила порядка 98 %. Интервальное напыление показало промежуточный, но вполне высокий показатель в 78 %. Разница в результатах также хорошо просматривается на АСМ-изображениях (рис. 1). В образце №2 наблюдаются как плоские зерна, так и вытянутые, для которых характерна ориентация оси *c* параллельно плоскости пленки (т.е. ориентация (hk0)). Подобные структуры неоднократно наблюдались

при получении пленок подобной техникой [8]. В образце №3 зерна либо имеют глобулярную форму, либо плоские с очертаниями шестиугольных граней, что в обоих случаях характерно для текстуры (00l). В образце №1 отсутствуют игольчатые кристаллиты, в основном зерна плоские. Тем не менее, можно заметить, что в некоторых случаях плоскость зерен наклонена к поверхности.

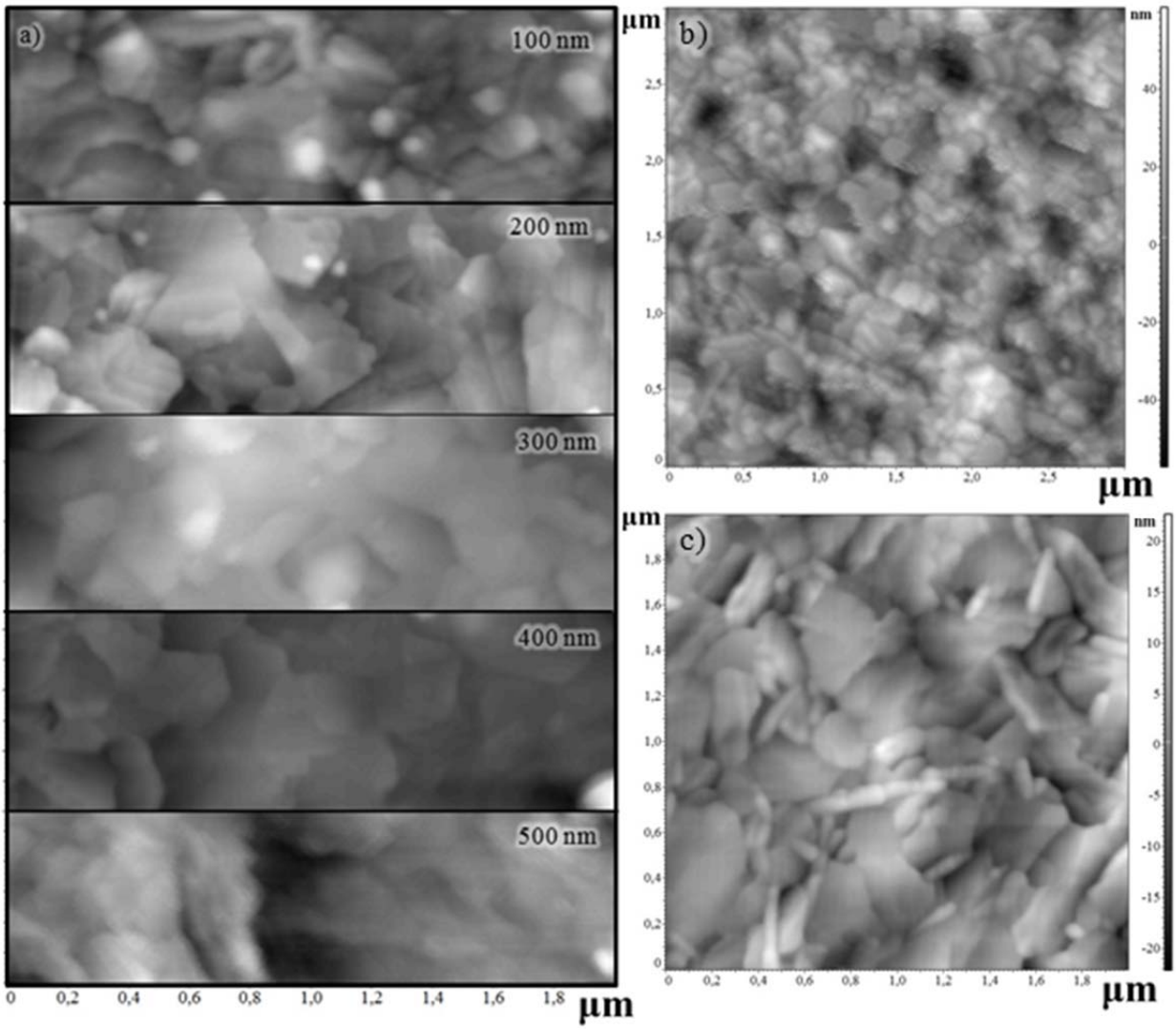


Рис.1. АСМ-микрофотографии образцов №3 (a), №1 (b), №2 (c).

Время выдержки и температура подложки для интервальной техники выбирались практически произвольно. Возможно, что большее время интервала между нанесением будет способствовать улучшению текстуры. Также, повышение температуры подложки может ускорить кристаллизацию гематита, или даже активировать диффузию бария и формирование промежуточных фаз системы Ba-Fe-O. С другой стороны, при росте температуры может начаться вертикальная диффузия, что нарушит текстуру пленки. Таким образом, у предложенной техники, помимо обнаруженных преимуществ, также имеется большой потенциал к модификации.

Список использованных источников:

1. Костишин В.Г., Миронович А.Ю., Шакирзянов Р.И., Исаев И.М., Сергиенко А.А. Технологические способы и механизмы формирования магнитной текстуры в пленках гексаферритов типа М при их вакуумном осаждении // Успехи прикладной физики. – 2020. – №5. –С.370–394.

2. Cho T. S., Doh S. J., Je J. H., Noh D. Y. Thickness dependence of the crystallization of Ba-ferrite films // Journal of Applied Physics. – 1999. – V. 86. – № 4. P. 1958–1964.
3. Xu Z., Lan Z., Sun K., Guo R., Yu Z., Jiang X., Zhu G. Properties of Ba-hexaferrite thin films with different thicknesses // Applied Surface Science. – 2013. – V. 271. – P. 362–368.
4. Zhang X., Meng S., Song D., Zhang Y., Yue Z., Harris V. G. Epitaxially grown BaM hexaferrite films having uniaxial axis in the film plane for self-biased devices // Scientific Reports. – 2017. – V. 7. – P.44193.
5. Kostishin V.G., Mironovich A.Yu., Shakirzyanov R.I., Isaev I.M., Timofeev A.V., Ril A.I., Lega P.V., Thickness effect on structural properties of post annealed barium hexaferrite films deposited by ion beam sputtering // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2021. – V. 527. – Article 167786.
6. Cho T. S., Je J. H., Noh D. Y. Formation of crystalline Ba-ferrite phase from α-Fe_2O_3 phase in amorphous precursor // Applied Physics Letters. – 2000. – V. 76. – № 3. – P. 303–305.
7. Багмут А.Г. О классификации видов кристаллизации аморфных пленок по структурно-морфологическим признакам // Письма в ЖТФ. – 2012. – № 10. –С. 79–85.
8. Dehlinger A.S., LeBerre M., Canut B., Chatelon J.P., Albertini D., Perrot S., Givord D., Rousseau J.J. Microstructural and magnetic properties of thick (>10 μm) magnetron sputtered barium ferrite films // Journal of magnetism and magnetic materials. – 2010. – V.322. –P. 3293–3297.

УДК 538.975

МОДИФИЦИРОВАНИЕ ОБМЕННОГО СМЕЩЕНИЯ В ПЛЁНКАХ Ni-Mn/Fe-Ni ПУТЁМ ВВЕДЕНИЯ МАГНИТНЫХ И НЕМАГНИТНЫХ ПРОСЛОЕК

Москалев М.Е.

младший научный сотрудник Отдела магнетизма твёрдых тел, Институт естественных наук и математики УрФУ

Кудюков Е.В.

младший научный сотрудник Отдела магнетизма твёрдых тел, Институт естественных наук и математики УрФУ

Лепаловский В.Н.

к.ф.-м.н.,

старший научный сотрудник Отдела магнетизма твёрдых тел, Институт естественных наук и математики УрФУ

Извин М.А.

студент-бакалавр кафедры магнетизма и магнитных наноматериалов, Институт естественных наук и математики УрФУ

Васьковский В.О.

д.ф.-м.н., профессор,

зав. кафедрой магнетизма и магнитных наноматериалов, Институт естественных наук и математики УрФУ

главный научный сотрудник Отдела магнетизма и наноспинтроники, Институт физики металлов УрО РАН

Аннотация. *В данной работе мы показываем, как путём введения прослоек магнитных (Mn, Ni, Gd) и немагнитных материалов (Al_2O_3, Ta, Cu) толщиной от 0,1 нм до 1 нм, возможно влиять на различные параметры эффекта обменного смещения, заключающегося в сдвиге петли гистерезиса по оси полей, в тонких плёнках Ni-Mn/Fe-Ni, полученных методом магнетронного распыления. Введение данных прослоек не только изменяет величину смещения петли и коэрцитивную силу, но также оказывает влияние на температуру блокировки – температуру при которой смещение петли становится равным нулю. Предполагается, что основную роль в воздействии прослоек на обменное смещение играет изменение ими структурного и магнитного состояния интерфейса между антиферромагнитным Ni-Mn и ферромагнитным Fe-Ni.*

Ключевые слова: *обменное смещение, тонкие плёнки, магнетронное распыление, антиферромагнетик, прослойки*

MODIFYING EXCHANGE BIAS IN Ni-Mn/Fe-Ni FILMS THROUGH THE INTRODUCTION OF MAGNETIC AND NON-MAGNETIC SPACERS

Moskalev M.E.

junior researcher, Department of solid-state magnetism, Institute of natural sciences and mathematics – Ural Federal University

Kudyukov E.V.

junior researcher, Department of solid-state magnetism, Institute of natural sciences and mathematics – Ural Federal University

Lepalovskij V.N.

Ph.D.,

senior researcher, Department of solid-state magnetism, Institute of natural sciences and mathematics – Ural Federal University

Izvin M.A.

undergraduate student, Department of magnetism and magnetic nanomaterials, Institute of natural sciences and mathematics – Ural Federal University

Vas'kovskiy V.O.

Dr.Sc., professor,

head of Department of magnetism and magnetic nanomaterials, Institute of natural sciences and mathematics – Ural Federal University

chief researcher, Department of magnetism and nanospintronics, Institute of metal physics – Ural branch of the Russian Academy of Sciences

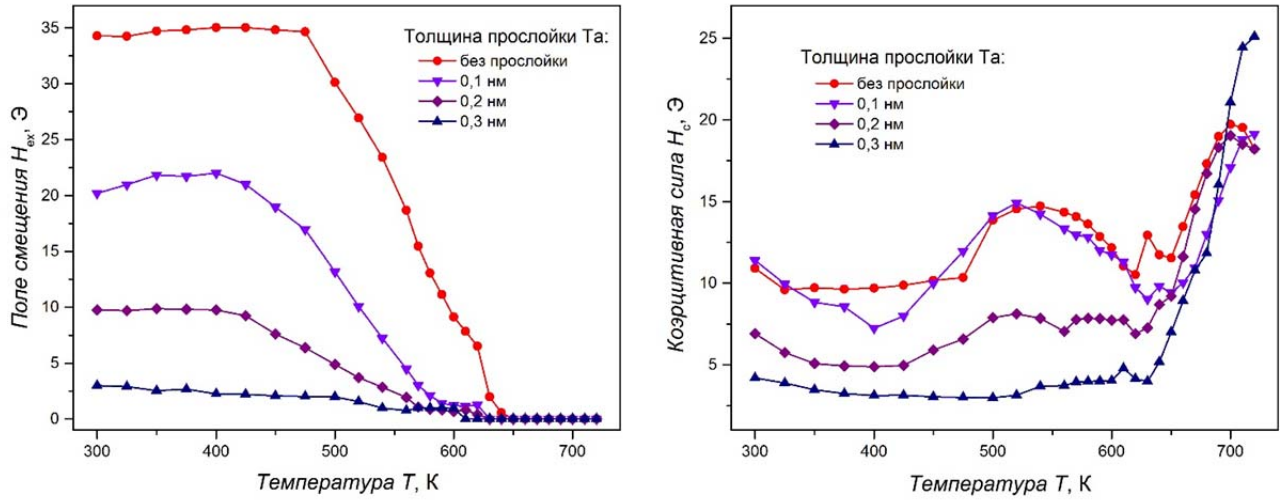
Annotation. *In this work we show that by incerting an ultrathin magnetic (Mn, Ni, Gd) or non-magnetic (Al_2O_3, Ta, Cu) spacer (from 0.1 nm to 1 nm) of to the interface between the antiferromagnetic Ni-Mn and ferromagnetic Fe-Ni it is possible to modify the properties of the exchange bias effect, which manifests as the shift of the hysteresis loop along the field axis, in magnetron-sputtered Ni-Mn/Fe-Ni films. The introduction of these spacers not only changes the exchange bias field and coercivity, but also affects the blocking temperature – the temperature at which exchange bias vanishes. Presumably, the effect of the spacers is due to the changes in the structural and magnetic state of the Ni-Mn/Fe-Ni antiferromagnet/ferromagnet interface.*

Keywords: *exchange bias, thin films, magnetron sputtering, antiferromagnet, spacers*

Магнитные устройства микро- и наноэлектроники занимают важную роль во многих сферах современного мира. Одними из самых распространённых и востребованных устройств являются средства магнитной записи. Существенная часть из них имеет в своей основе многослойные плёночные структуры, проявляющие эффект обменного смещения [1,2]. Этот эффект является следствием обменного взаимодействия между прилегающими ферромагнитным и антиферромагнитным слоями, и проявляется как смещение петли гистерезиса ферромагнетика вдоль оси магнитных полей [3,4]. В настоящее время ведётся активный поиск антиферромагнетиков-альтернатив наиболее широко используемому антиферромагнитному сплаву Ir-Mn. Более доступная опция, превосходящая Ir-Mn в термоустойчивости – сплавы NiMn. Плёночные структуры на их основе способны проявлять эффект обменного смещения, стабильный в области температур от комнатной до 425 K и сохраняющийся вплоть до 650 K [5]. Основной проблемой сред на основе Ni-Mn является значительная вели-

чина коэрцитивной силы. Одним из возможных способов решения этой проблемы использование сверхтонких прослоек магнитных или немагнитных материалов, исследованию влияния которых и посвящена данная работа.

В работе исследуются многослойные тонкие плёнки со структурой Ta/Fe-Ni/Ni-Mn/X/Fe-Ni/Ta, осаждённые на стеклянные подложки методом магнетронного распыления на установке АТС Orion-8, где X – тонкая прослойка Mn, Ni, Gd, Al_2O_3, Ta или Cu толщиной от 0,1 нм до 1 нм. Для формирования антиферромагнитной фазы θ-NiMn, ответственной за реализацию термоустойчивого эффекта обменного смещения [5], образцы были отожжены в магнитном поле при температуре 300 °C в течение 1 ч. Магнитные свойства образцов были исследованы с помощью магнитооптического Керр-микроскопа Evico Magnetics и вибрационного магнитометра с высокотемпературной опцией LakeShore VSM 7407.



а) б)

Рис. 1. Температурные зависимости поля смещения H_{ex} (а) и коэрцитивной силы H_c (б) плёнок с прослойками Ta (толщина прослойки указана на графике)

Введение прослоек оказывает заметное влияние на магнитные свойства образцов начиная с минимальных толщин. Так при введении прослойки Ta заметно снижаются как поле смещения H_{ex}, так и коэрцитивная сила H_c (рис. 1). Более того, существенно меняется и температурный ход данных величин. Сглаживается пик коэрцитивной силы в области 500 – 550 K, являющийся следствием поликристалличности образцов и сопутствующего ему распределения температур блокировок [3], изменяется и значение максимальной температуры блокировки T_b – по мере роста толщины прослойки она падает. Подобные эффекты наблюдаются и в случае других прослоек. Объяснением полученных закономерностей может служить тот факт, что введение прослойки непосредственно модифицирует магнитную структуру слоёв вблизи интерфейса (посредством прямого или косвенного обмена). Также, несмотря на то, что согласно современным представлениям прослойки толщиной ниже 1 нм не оказывают существенного влияния на эпитаксиальный рост последующих слоёв [6], они могут играть свою роль во время отжига, например, препятствуя межслойной диффузии.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0051.

Список использованных источников:

1. Огнев А. В., Самардак А. С. Спинтроника: физические принципы, устройства, перспективы //Вестник Дальневосточного отделения Российской академии наук. – 2006. – №. 4. – С. 70-80.

2. Юсипова Ю. А., Попов А. И. Спиновые вентили в микроэлектронике. Обзор //Известия высших учебных заведений. Электроника. – 2021. – Т. 26. – №. 1. – С. 7-29.

3. Radu F., Zabel H. Exchange bias effect of ferro-/antiferromagnetic heterostructures //Magnetic heterostructures. – 2008. – С. 97-184.

4. Физика магнитных наноматериалов и наноструктур / под ред. В.В. Устинова, Н.В. Мушникова, В.Ю. Ирхина – Екатеринбург: Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, 2020. – 651 с.

5. Vas' kovskiy V. O. et al. Crystal structure and exchange bias of Ni-Mn-based films //Journal of Alloys and Compounds. – 2019. – Т. 777. – С. 264-270.

6. Моргунов Р. Б., Бахметьев М. В., Таланцев А. Д. Уменьшение обменного смещения, вызванное ростом эффективной толщины слоя меди в гетероструктурах NiFe/Cu/IrMn //Физика твердого тела. – 2020. – Т. 62. – №. 11. – С. 1774-1780.

УДК 537.635

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ПАРАМЕТРА ЗАТУХАНИЯ ГИЛЬБЕРТА В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ ФЕРРОМАГНЕТИК/ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ ИЗОЛЯТОР

Пахомов А.С.

аспирант,
младший научный сотрудник, лаборатория физики магнитных гетероструктур и спинтроники для энергосберегающих информационных технологий МФТИ

Скирдков П.Н.

научный сотрудник, Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

Чернов А.И.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, заведующий лаборатории физики магнитных гетероструктур и спинтроники для энергосберегающих информационных технологий МФТИ

Звездин К.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных свойств спинтронных гетероструктур типа ферромагнетик/материал с большим СОВ. В качестве материала с большим СОВ был взят топологический изолятор, так как этот материал новый и еще мало изучен. Приведены температурные зависимости параметра затухания Гильберта для гетероструктуры Py(20nm)/TI(5nm).*

Ключевые слова: *топологический изолятор, спинтроника, параметр затухания Гильберта*

INTRODUCTION OF LASER TECHNOLOGY CONTROLLED THERMOCRACKING IN RUSSIA

Pakhomov A.S.

Ph.D. student,
junior research, laboratory of magnetic heterostructures and spintronics,
Moscow Institute of Physics and Technology

Skirdkov P.N.

middle research,
Prokhorov General Physics Institute

Chernov A.I.

Ph.D, senior research,
head laboratory of magnetic heterostructures and spintronics,
Moscow Institute of Physics and Technology

Zvezdin K.A.

Ph.D, senior research,
Prokhorov General Physics Institute

Annotation. *The work is dedicated to the research of magnetic properties of spintronic heterostructures ferromagnetic/material with huge SOC (spin-orbit coupling). We used topological insulator as material with huge SOC, because it is new and poorly studied material. This work represents temperature dependence of Gilbert-damping constant for Py(20 nm)/TI(5 nm).*

Keywords: *topological insulator, spintronics, Gilbert-damping constant*

Высокая величина спин-орбитального взаимодействия делает топологические изоляторы очень перспективным материалом для будущих спинтронных устройств. В нашей работе мы исследовали температурные зависимости параметра затухания Гильберта в гетероструктурах ферромагнетик/топологический изолятор. В качестве ферромагнетика был взят пермаллой $Ni_{80}Fe_{20}$. Низкая магнитострикция и коэрцитивность делают его очень привлекательным материалом для использования в спинтронных устройствах. В качестве топологического изолятора был использован селенид висмута Bi_2Se_3. Недавние работы демонстрируют, что именно этот топологический изолятор обладает рекордным значением спин-орбитального взаимодействия [1]. В этой работе измерялся S21 параметр, коэффициент прохождения электромагнитной волны через СВЧ тракт, в зависимости от величины внешнего магнитного поля. Данная зависимость характеризует динамику намагниченности в образце. Зависимость S21 параметра от внешнего поля описывается следующим выражением:

$$\frac{d(S21)}{dH} = y_0 + \frac{A[(H-H_r)\Delta H] + B[(H-H_r)^2 - \Delta H^2]}{[(H-H_r)^2 + \Delta H^2]^2} \quad (1)$$

где $H_r, \Delta H$ - резонансное поле и ширина резонансного пика соответственно, A, B, y_0 - коэффициенты аппроксимации. Параметр затухания Гильберта вычисляется из следующего выражения:

$$\Delta H = \Delta H_0 + \frac{4\pi\alpha f}{|\gamma|} \quad (2)$$

где ΔH_0 - фактор отвечающий за негомогенное уширение резонансного пика, α - параметр затухания Гильберта, γ - гиромагнитное отношение электрона, f - резонансная частота.

Нами было получено, что параметр затухания Гильберта для гетероструктуры пермаллой/топологический изолятор с толщиной пермаллоя 20 нм и толщиной топологического изолятора 5 нм составляет 0.007 и 0.014 для температур 295 К и 50 К соответственно, что говорит о высокой конверсии спинового тока в зарядовый ток. Схожие значения параметра Гильберта были получены в работе [2], но для плёнок пермаллоя толщиной 3 нм. В нашей работе значения параметра затухания Гильберта для гетероструктуры в заданном диапазоне температур превосходят в 2.5 раза величину для параметра для чистого пермаллоя толщиной 20 нм. В работе [2] схожее явление объяснялось механизмом объёмного и поверхностного затухания. Там же для образца чистого пермаллоя толщиной 20 нм параметр затухания Гильберта принимал значения приблизительно 0.006 для всего диапазона температур от 10 К до 295 К. Мы предполагаем, что наблюдаемое нами аномальное увеличение параметра Гильберта может быть связано со спин-орбитальным взаимодействием и спин-пампингом в слой топологического изолятора. Полученные результаты_могут быть использованы для совершенствования элементной базы будущих спинтронных устройств.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 17-12-01333).

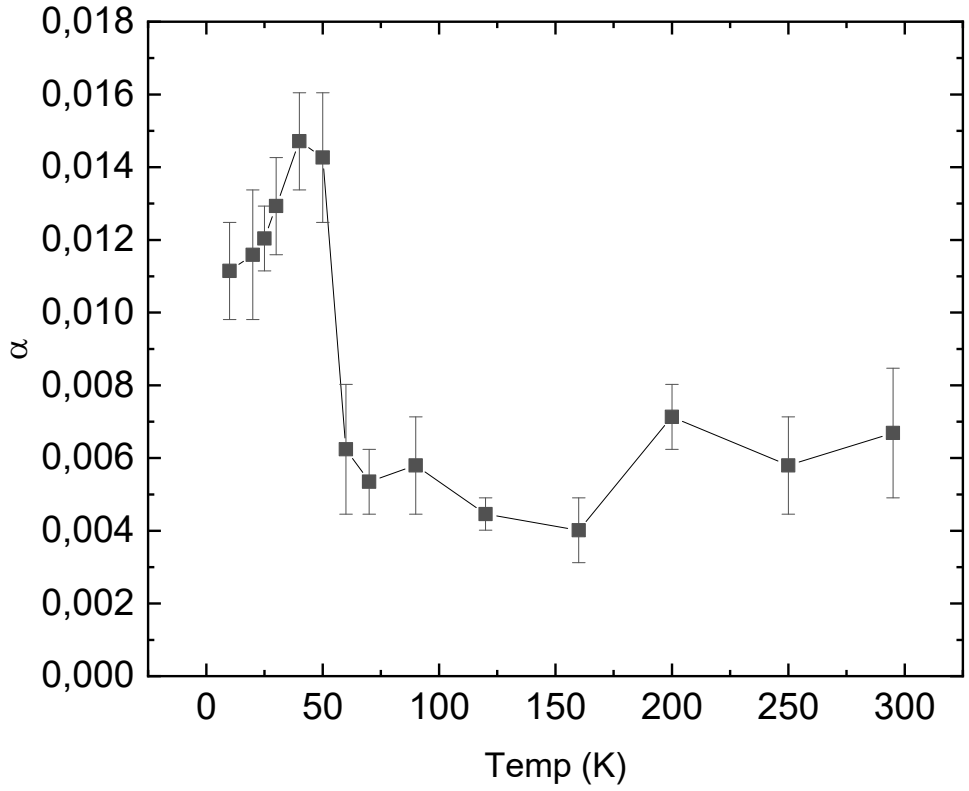


Рис. 1. Зависимость параметра затухания Гильберта от температуры для образца пермаллой(20 нм)/топологический изолятор Bi_2Se_3(5 нм)

Список использованных источников:

1. Mellnik A.R. et al. Spin-transfer torque generated by a topological insulator // Nature. 2014. V. 511. P. 449.

2. Yuelei Zhao et al. Experimental Investigation of Temperature-Dependent Gilbert Damping in Permalloy Thin Films // Sci Rep. 2016. V. 6.

УДК 537.622.4

СТРУКТУРНЫЕ, АНИЗОТРОПНЫЕ И КОЭРЦИТИВНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНОК Co-P, ПОЛУЧЕННЫХ ХИМИЧЕСКИМ ОСАЖДЕНИЕМ

Чжан А. В.

д.ф.-м.н., зав. кафедрой, Красноярский аграрный университет

Подорожняк С. А.

старший преподаватель, Сибирский федеральный университет

Громилов С. А.

к.ф.-м.н., научный сотрудник, Институт неорганической химии им. Николаева

Аннотация. *Приведены результаты исследований структурных и магнитных свойств пленок Co-P, полученных химическим осаждением из водных растворов. Показано, что возникновение наведенной анизотропии пленок полученных в области pH от 7.2 до 8.7, связан с модификаций фаз Co от ГЦК в ГПУ в процессе их роста в магнитном поле.*

Ключевые слова: *химическое осаждение, тонкие магнитные пленки Co-P, кристаллическая структура, наведенная магнитная анизотропия, коэрцитивная сила.*

STRUCTURAL, ANISOTROPIC AND COERCIVE PROPERTIES OF THIN MAGNETIC Co-P FILMS OBTAINED BY CHEMICAL DEPOSITION

Chzhan A. V.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences. Head of Department, Krasnoyarsk Agrarian University

Podorozhnyak S. A.

Senior Lecturer, Siberian Federal University

Gromilov S. A.

Candidate of Sciences, Scientist, Nikolaev Institute of Inorganic Chemistry

Annotation. *The results of studies of the structural and magnetic properties of Co-P films obtained by chemical deposition from aqueous solutions are presented. It is shown that the appearance of the induced anisotropy of the films obtained in the pH range from 7.2 to 8.7 is associated with the modifications of the Co phases from fcc to hcp during their growth in a magnetic field.*

Keywords*: chemical deposition, thin magnetic Co-P films, crystal structure, induced magnetic anisotropy, coercivity.*

Химическое восстановление металлов из водных растворов дает возможность создавать качественные тонкие магнитные пленки, которые находят практическое применение в различных устройствах [1]. Такой способ получения тонких пленок на основе Co позволяет сравнительно просто задавать необходимые магнитные параметры с помощью внесения в рабочий раствор дополнительных реагентов [2]. Так, изменение pH рабочих растворов от 7.2 до 8.7 приводит к росту значения константы наведенной магнитной анизотропии K_U от 2.5×10^5 Эрг/см^3 до 6×10^5 Эрг/см^3, а при повышении величины водородного показателя наблюдается скачкообразное падение до 5×10^4 Эрг/см^3. Аналогичным образом изменяется коэрцитивная сила H_C; вначале она растет от 700 Э до 1,5 кЭ, а затем падает до единиц Э [3]. В настоящей работе показано, что возникновение наведенной магнитной анизотропии в высококоэрцитивных пленках Co с небольшим содержанием P связано с модификацией решетки кобальта от искаженной ГЦК в ГПУ фазу в процессе роста кристаллитов в магнитном поле.

Исследуемые образцы получены методом химического восстановления Co из водных растворов состава $CoSO_4\cdot7H_2O$ – 10 г/л, $NaH_2PO_2\cdot H_2O$ – 15 г/л, $Na_3C_6H_5O_7$ – 20 г/л при различных значениях pH в диапазоне от 7.2 до 9.3. Величина pH задавалась посредством добавления в раствор Na_2CO_3. Осаждение производилось в постоянном магнитном поле H = 2,5 кЭ, приложенном в плоскости пленки.

Съемка дифрактограмм проведена на дифрактометре Bruker DUO (Mo$K\alpha$-излучение, графитовый монохроматор, коллиматор 0.35 мм, разрешение CCD-детектора 512×512) . В качестве внешнего эталона использован поликристаллический образец Si – SRM640.

Пленки Co-P, полученные при разной кислотности рабочих растворов, существенно отличаются размерами кристаллитов Co. Характерный размер неоднородностей, определяемый с помощью АСМ, хорошо коррелирует с изменением размеров кристаллитов, определенным с помощью ПЭМ (рис. 1). В том и другом случае наблюдается монотонное уменьшение размера структурных элементов с ростом pH.

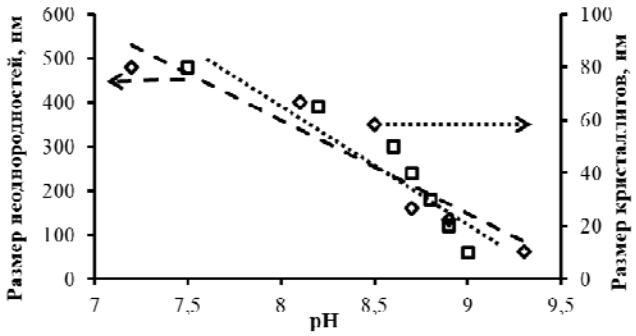


Рис. 1. Зависимости средней величины неоднородности по данным АСМ и среднего размера кристаллитов по данным ПЭМ от pH.

Средний размер кристаллитов зависит от кислотности раствора и монотонным образом уменьшается с ее ростом. При pH = 7.2 средний размер кристаллитов в плоскости пленки составляет 50-70 нм и уменьшается до 5-10 нм при pH > 8.7.

Как следует из данных рентгеноструктурного анализа, образцы полученные при низких pH < 8.7 характеризуется наличием ГПУ фазы Co; дифрактограмма образцов такого типа показана на рис. 2, a. Дифрактограмма низкоанизотропной пленки, которая получена при pH = 8.9 (рис. 2, b) отражает наличие ГЦК фазы Co.

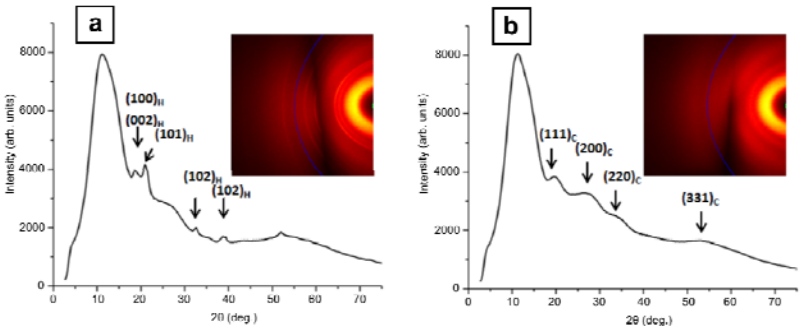


Рис. 2. Дифрактограммы высокоанизотропной (a) и низкоанизотропной (b) пленок Co-P с рефлексами от кристаллографических плоскостей ГПУ-Co и ГЦК-Co соответственно.

Как показано в [4], фазовое состояние Co в наночастицах зависит от их размеров. В мелких частицах диаметром до ~ 20 nm устойчивой является β-фаза, для крупных с диаметром свыше 40 нм – α фаза, а в промежуточной области – их смесь. Образование той или иной фазовой модификации определяется конкурирующими вкладами объемной и поверхностной энергий; соотношение между ними зависит от размера частиц, и оно различно для α- и β-фаз. Такие особенности кобальта хорошо объясняют трансформацию кристаллической структуры его частиц в исследуемых пленках. Как следует из приведенных выше данных, пленки, полученные при низких pH, образованы крупными кристаллитами с размерами d > 70 nm, для таких частиц стабильной является α-фаза Co, что и наблюдается экспериментально. С ростом pH размеры частиц уменьшаются, вследствие этого, при pH > 8. гексагональная фаза становится неустойчивой, и атомы Co укладываются в структуры по типу ГЦК в ближайшем окружении.

Кроме этого, конкурирующие факторы в образовании различных модификаций фаз Co, по всей видимости, наблюдаются и при росте пленки в области низких pH. Как показано ранее [5], образование пленки Co-P при химическом осаждении осуществляется по островковому типу. Поэтому на начальном этапе пленка образуется из отдельных частиц Co и вследствие их малых размеров преобладающей фазой является ГЦК, из которой, затем, с ростом размеров частиц формируется ГПУ Co. Схема такой перестройки структуры Co показана на рис. 3

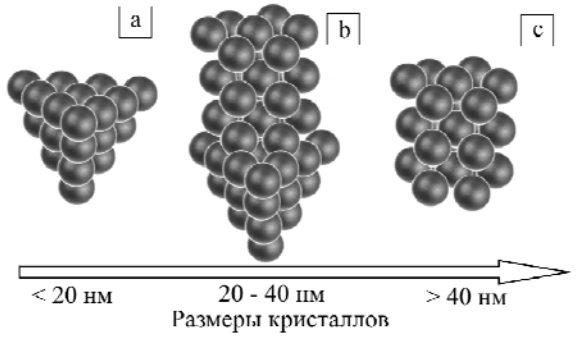


Рис. 3. Схема перестройки решетки Co из ГЦК в ГПУ: a – исходная ГЦК решетка, сформированная из четырех (111) плоскостей; b-образование ГПУ решетки из (111) плоскости; c – сформированная ГПУ решетка.

Представленный механизм образования пленки с ГПУ структурой объясняет появление в них наведенной магнитной анизотропии [3].

В отсутствии внешнего магнитного поля выбор одного из четырех кристаллографических направлений [111] для формирования оси с гексагонального кристалла из ГЦК Co происходит случайно, что обеспечивает магнитную изотропность пленки. Однако, при наложении магнитного поля ось с кристаллитов в момент перехода от

ГЦК к ГПУ преимущественно ориентируется в направлении, близком к направлению приложенного поля, что и приводит к образованию одноосной анизотропии.

Энергия возникающей в этом случае наведенной магнитной анизотропии в случае поликристаллического Co определяется выражением [6]:

$$W_{in} = (0,434K_1 + 0,299K_2)\cos^2\theta + 0,293K_2 cos^4\theta \quad (1)$$

где θ - угол между направлением магнитного поля и легкой осью намагничивания, K_1 и K_2 – первая и вторая константы анизотропии гексагонального Co.

Угловая зависимость вращательного момента, определяемая из (1) имеет вид:

$$L(\theta) = (0,434K_1 + 0,592K_2)\sin 2\theta + 0,147K_2 \sin 4\theta \quad (2)$$

Хорошая согласие экспериментальной зависимости L(θ), показанной на рис.4, с теоретической кривой, полученной из (2) по известных значениях K_1 и K_2 для гексагонального Co подтверждает указанный механизм роста пленок Co-P в магнитном поле при химическом осаждении.

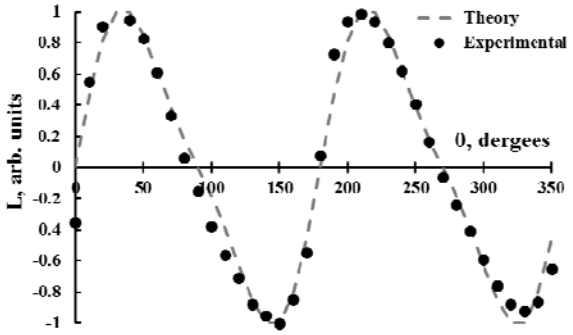


Рис. 4. Угловая зависимость вращательного момента высокоанизотропной пленки Co-P

Список использованных источников

1. Glenn O. M., Juan B. H. Electroless Plating: Fundamentals and Applications. – Orlando, 1990. – 401 c.
2. Chzhan A. V., Patrusheva T. N., Podorozhnyak S. A., Seredkin V. A., Bondarenko G. N. Effect of Alkali Reagents on the Crystal Structure of Chemically Deposited CoP Films // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics. – 2016. – № 80. – С. 692–694.
3. Чжан А. В., Подорожняк С. А., Мальцев В. К., Краюхин И. Н., Патрин Г. С. Аллотропные модификации кобальта при химическом осаждении // Физика твердого тела. – 2021. – № 1. – С. 43–47.
4. Kitakami O., Sato H., Shimada Y., Sato F., Tanaka M. Size effect on the crystal phase of cobalt fine particles // Phys. Rev. B. – 1997. – №21, т.56. – С. 13849–13854.
5. Чжан А. В., Патрин Г. С., Кипарисов С. Я., Середкин В. А., Пальчик М. Г. Структура и магнитные свойства пленок Co-P в области нанотолщин // Физика металлов и металловедение. – 2010. – № 6, т.109. – С. 1–4.
6. Sambongi T., Mitui T. Magnetic Annealing Effect in Cobalt // J. Phys. Soc. Japan. – 1963. – №9, т.18**. –** С. 1253–1260.

УДК 537.617

УПРАВЛЕНИЕ СВОЙСТВАМИ СПИНОВЫХ ВОЛН В ЛАТЕРАЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ ЖИГ/FeRh

Саломатова Е. И.

студент, Саратовский государственный университет им. Чернышевского

Садовников А. В.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем

Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Одинцов С. А.

аспирант, Саратовский государственный университет им. Чернышевского

Амиров А. А.

к.ф. - м. н., научный сотрудник Лаборатории новых магнитных материалов,

Институт физики Математики и информационных технологий

Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта

Родионова В. В.

к.ф. - м. н., руководитель Лаборатории новых магнитных материалов,

Центра Функциональных Магнитных Материалов

Научно-технологический парк "Фабрика",

Балтийский федеральный университет имени Иммануила Канта

Аннотация. *В работе методом микромагнитного моделирования(ММ) показано, как с помощью изменения характеристик антиферромагнитного слоя железо-родия (ЖР, FeRh), расположенного над системой латеральных магнонных волноводов, оказывается возможным реализация режимов управления характеристиками спиновых волн (СВ). Продемонстрировано, как изменяя геометрические параметры и намагниченность ЖР, можно осуществлять управление амплитудой и фазой СВ, распространяющихся в латерально расположенных магнонных микроволноводах, изготовленных из железо-иттриевого граната (ЖИГ). Выявлены режимы, при которых на амплитудно-частотных характеристиках (АЧХ) сигнала появляются выраженные провалы и пики, связанные с перераспределением мощности СВ, при этом их положением можно управлять с помощью изменения свойств слоя ЖР. Предлагаемая структура может быть использована, как спин-волновой демультиплексер информационного сигнала.*

Ключевые слова: *антиферромагнетизм, спиновые волны, железо-родий, магнитный кристалл*

DYNAMICS OF SPIN WAVES IN THE LATERAL STRUCTURE YIG/FeRh

Salomatova E. I.

student, Chernyshevsky Saratov State University

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,

Chernyshevsky Saratov State University

Odintsov S. A.

Ph.D. student, Chernyshevsky Saratov State University

Amirov A. A.

Ph.D., Researcher at the Laboratory of New Magnetic Materials,

Institute of Physics Mathematics and Informational Technologies

Immanuel Kant Baltic Federal University Kaliningrad

Rodionova V. V.

Ph.D., Head of the Laboratory for New Magnetic Materials,

Centre for Functionalized Magnetic Materials

Science and Technology park “Factory”,

Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *Here we use the method of micromagnetic modeling(MM) to show how, by variation of the characteristics of the antiferromagnetic layer of iron-rhodium (FeRh), located above the system of lateral magnonic waveguides, it is possible to implement the control of the characteristics of spin waves (SW). It is demonstrated that by variation of the geometric parameters and the magnetization of the FeRh, it is possible to control the amplitude and phase of the SW propagating in laterally located magnon microwaveguides from yttrium iron garnet (YIG). The regime in which the amplitude-frequency characteristics (AFC) of the signal show pronounced dips and peaks associated with the redistribution of the SW power was shown. The position of peaks can be controlled by changing the properties of the FeRh layer. The proposed structure can be used as a spin-wave demultiplexer of the information signal.*

Keywords: *antiferromagnetism, spin waves, iron-rhodium, magnon crystal*

В последнее время стремительно развивается новое направление спинтроники, магноника - раздел электроники, занимающийся изучением переноса магнитного момента или спина в твердотельных веществах [1-3]. Среди перспективных структур для проявления основных достоинств магноники и спинтроники: низкое энергопотребление и быстродействие – используются пленки ферритов, например, ЖИГ, демонстрирующих рекордно низкие величины затухания. Так на основе ЖИГ актуальна структура в виде латеральных волноводов, используемых в качестве фильтрующих элементов в магнонных сетях. Отдельный интерес представляет исследование способов управления характеристиками СВ. Одним из таких подходов, в частности, является управление спиновыми волнами за счет создания магнитоэлектрических структур, в которых при вариации температуры изменяются свойства. Например, изменение величины намагниченности в пленках ЖР при фазовом переходе первого рода может быть использовано для управления свойствами СВ [4].

В настоящей работе исследованы механизм и способы управления режимами распространения линейных СВ в структуре, состоящей из латеральных магнонных волноводов из ЖИГ и расположенного сверху блока из ЖР. Размеры исследуемой структуры

(рис. 1) выбирались следующим образом, длина волноводов d_1=10000 мкм, высота h_1 = 10 мкм и ширина w_1 = 440 мкм, зазор между латеральными волноводами Δw = 40 мкм. При постоянных размерах ЖР высота h_2 =30 мкм и ширина w_1 изменяем длину d_2 от 50 до 150 мкм, при этом намагниченность равна 1.39 А/м. Для разных значений d_2 построили АЧХ сигнала (рис. 2), на которых можем наблюдать появление выраженных провалов и пиков. С помощью ММ [5] построили пространственное распределение амплитуды спиновых волн при частотах входного сигнала, подаваемого на порт P1, при которых возникали эти пики. На пространственных картах наблюдалось перераспределение мощности СВ, вызванное связью СВ в латеральной структуре. Исходя из этих измерений имеет место вывод, что с изменением геометрии, а именно с увеличением длинны ЖР, уменьшается амплитуда выходного сигнала на портах P3 и P4.

Альтернативным методом управления характеристиками спиновых волн является использование малого изменения намагниченности насыщения антиферромагнетика при переходе через критическую точку. Так как сплавы на основе ЖР проявляют высокую намагниченность насыщения в ферромагнитной фазе, а также обладают рядом уникальных свойств, таких как гигантский магнитокалорический эффект и электрокалорический эффект, которые проявляются вблизи метамагнитного фазового перехода 1-го рода, то в этом методе можно реализовать плавное изменение положения частоты пика.

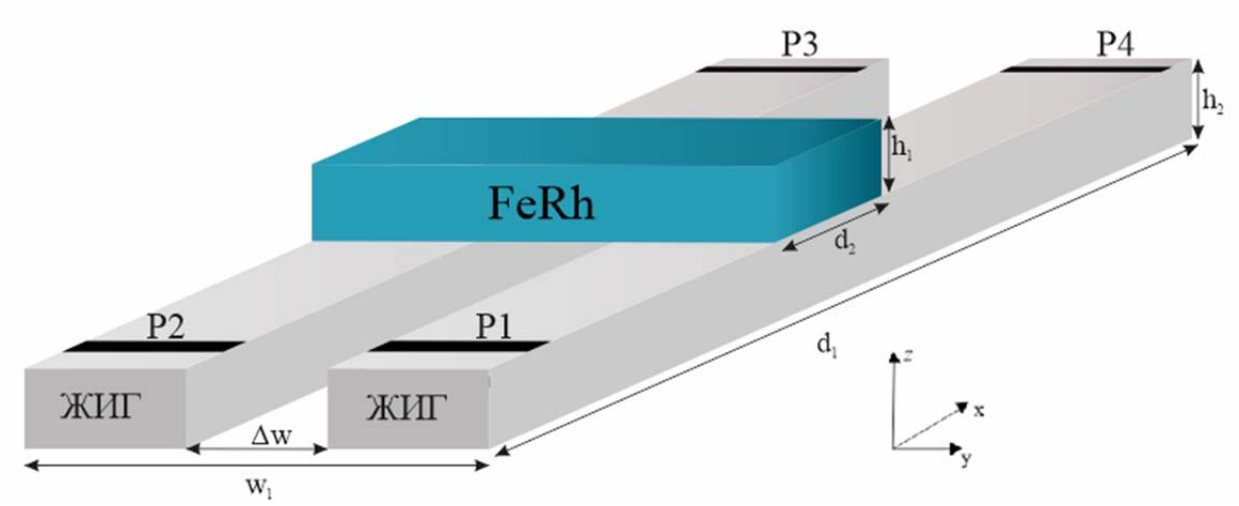
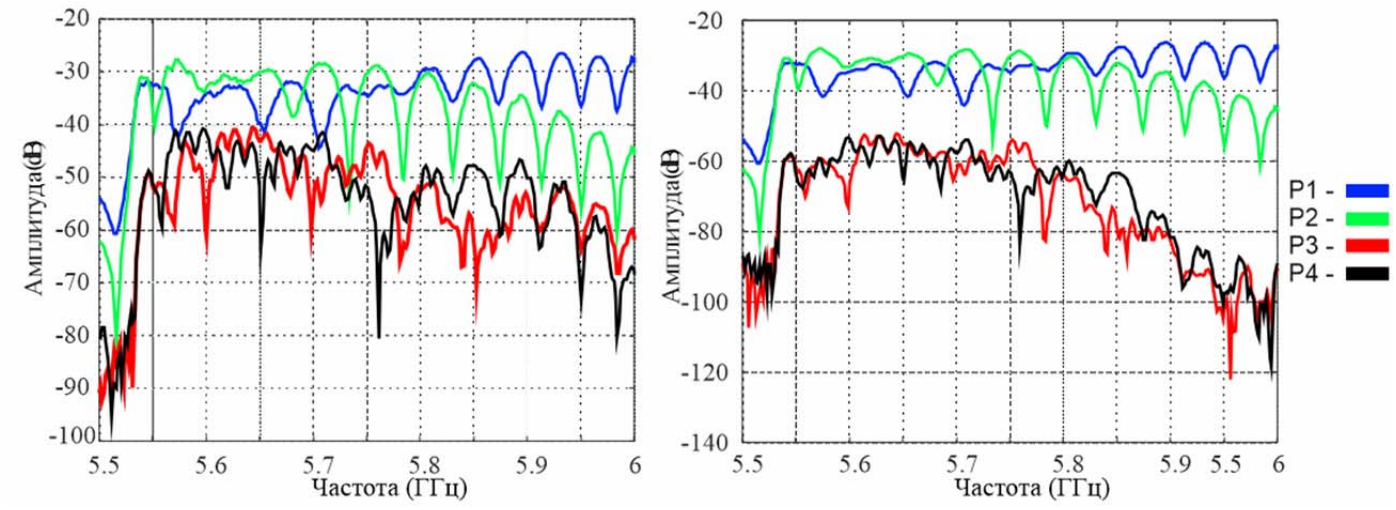


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой структуры.



а) *б)*

Рис. 2. Амплитудно-частотная характеристика при d_2 = 50 мкм (а); d_2 = 150 мкм (б)

Список используемых источников:

1. Bukharaev A.A., Zvezdin A.K., Pyatakov A.P., Fetisov Yu. K. “Straintronics: a new trend in micro- and nanoelectronics and material science” / Phys. Usp. – V. 61, 2018. – P. 1175–1212.

2. Kulikova D.P., Gareev T.T., Nikolaeva E.P., Kosykh T.B., Nikolaev A.V., Pyatakova Z.A., Zvezdin A.K. and Pyatakov A.P., The Mechanisms of Electric Field-Induced Magnetic Bubble Domain Blowing / Phys. Status Solidi RRL. –V. 12, 2018. – P. 1800066.

3. A.V. Sadovnikov, S.A. Nikitov, E.N. Beginin, S.E. Sheshukova, Yu. P. Sharaevskii, A. I. Stognij, N. N. Novitski, V. K. Sakharov, and Yu. V. Khivintsev Route toward semiconductor magnonics: Light-induced spin-wave nonreciprocity in a YIG/GaAs structure / Phys. Rev. – V. 99, 2019. – P. 054424.

4. Amirov A.A., Rodionov V.V., Starkov I.A., Starkov A.S., Aliev A.M. Magneto-electric coupling in Fe48Rh52-PZT multiferroic composite / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – V 470, 2019. – P. 77-80.

5. Vansteenkiste A., Leliaert J., Dvornik M., Helsen M., Felipe G., Bartel Van W. "The design and verification of MuMax3" / AIP Advances. – V. 4, 2014. – P. 107133.

УДК 537.9

СОЗДАНИЕ МАГНИТНОГО ГРАФЕНА

Соколов И.С.

инженер-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт»

Аверьянов Д.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Каратеев И.А.

лаборант-исследователь, НИЦ «Курчатовский институт»

Талденков А.Н.

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Кондратьев О.А.

инженер, НИЦ «Курчатовский институт»

Токмачёв А.М.

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Парфенов О.Е.

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ «Курчатовский институт»

Сторчак В.Г.

д.ф.-м.н., нач. лаб. новых элементов наноэлектроники, НИЦ «Курчатовский институт»

Аннотация. *Графен по праву считается перспективным материалом электроники ввиду своих уникальных свойств. В частности, благодаря большому времени релаксации спинов и достаточно слабым сверхтонким взаимодействиям, возможны приложения графена в спиновой электронике. Однако сам по себе графен немагнитен. Были предложены многочисленные и разнообразные способы внесения магнетизма в графен. Большая их часть значительно нарушает электронную структуру исходного материала, что ставит задачу получения магнитных производных графена пригодных для использования в электронике. В данной работе представлены два принципиально различных подхода к функционализации графена: создание гетероструктуры с ферромагнитным изолятором EuO и бислоя Eu/графен со стехиометрией EuC_6. В обеих системах получены магнитные состояния с сохранением базовых характеристик электронной структуры графена. Ферромагнитное упорядочение в структурах подтверждено гальваномагнитными измерениями и СКВИД магнитометрией. В системе Eu/графен впервые для производных графена обнаружен двумерный ферромагнетизм, что ставит ее в один класс с двумерными ферромагнитными соединениями силицена и германена и редкоземельных атомов.*

Ключевые слова: *графен, EuO, спинтроника, двумерный ферромагнетизм*

MAKING GRAPHENE MAGNETIC

Sokolov I.S.

research engineer, NRC «Kurchatov Institute»

Averyanov D.V.

Ph. D., senior researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Karateev I.A.

research assistant, NRC «Kurchatov Institute»

Taldenkov A.N.

Ph. D., senior researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Kondratev O.A.

engineer, NRC «Kurchatov Institute»

Tokmachev A.M.

Ph. D., leading researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Parfenov O.E.

Ph. D., leading researcher, NRC «Kurchatov Institute»

Storchak V.G.

head of the laboratory of new nanoelectronic elements,
Sc.D., NRC «Kurchatov institute»

Annotation. *Graphene is suggested as an alternative platform for electronics. In particular, it holds high promise for spintronics owing to long spin lifetime and rather weak hyperfine interactions. Pristine graphene is not magnetic. Numerous attempts making use of different techniques have been undertaken to imprint magnetism into graphene. Some of the results are encouraging but the problem is yet to be solved. The present study covers two successful cases of graphene functionalization: coupling with the ferromagnetic insulator EuO and making Eu/graphene bilayer with EuC_6 stoichiometry. Both systems exhibit magnetic properties while preserving the parental electronic structure. The emergence of ferromagnetism is firmly established by a combination of transport measurements and SQUID magnetometry. Moreover, stoichiometric Eu/graphene bilayer is the first among graphene derivatives to demonstrate 2D ferromagnetic order. It thus extends the class of rare-earth 2D magnets.*

Keywords: *graphene, EuO, spintronics, 2D ferromagnetism*

Графен и его производные занимают одно из центральных мест в спинтронике. Для внесения магнетизма в графен были разработаны различные подходы. В представленной работе рассматриваются два из них [1,2]. Оба основаны на функционализации графена методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Первый подход основан на возникновении обменного взаимодействия за счет близости графена к ферромагнитному изолятору EuO. Во втором случае результат достигается сочетанием графена с атомами Eu, что соответствует синтезу монослоя соединения EuC_6. Для обоих типов структур использовался графен, перенесенный на пластины кремния ориентации (001) со слоем естественного окисла.

Структуры EuO/графен получены в результате со-осаждения атомов европия и кислорода на поверхность. Соотношение потоков соответствовало режиму слабой дистилляции (5 % избыток атомов Eu). Температура подложки составляла 370 °C. Результаты исследований пленки методами дифракции быстрых электронов и рентгеновской дифрактометрии указывают на рост эпитаксиальной пленки EuO(001) с присутствием небольшого (<10 %) количества включений EuO(111). Исследования поперечного сечения образца методом просвечивающей растровой электронной микроскопии (ПРЭМ)

подтверждают высокое кристаллическое качество пленок (рис. 1(a)). Измерения структуры методом СКВИД-магнитометрии показали ферромагнитный порядок, соответствующий объемным пленкам EuO. Температура Кюри T_C незначительно отличается от значения для объемного образца в 69 K, остаточная намагниченность исчезает вблизи температуры Кюри (рис. 1(b)), зависимость намагниченности от магнитного поля демонстрирует гистерезис. Значительный интерес представляют результаты гальваномагнитных измерений структуры. В зависимости $R_{xx}(T)$ наблюдается переход при температуре $T_C^* \approx 220$ K, значительно выше температуры Кюри EuO. Переход сдвигается в сторону больших температур в магнитном поле, что указывает на индуцированный ферромагнитный отклик ниже T_C^*. Значительное падение магнетосопротивления выше температуры перехода и нелинейность $R_{xy}(B)$ также свидетельствуют в пользу индуцированного магнетизма.

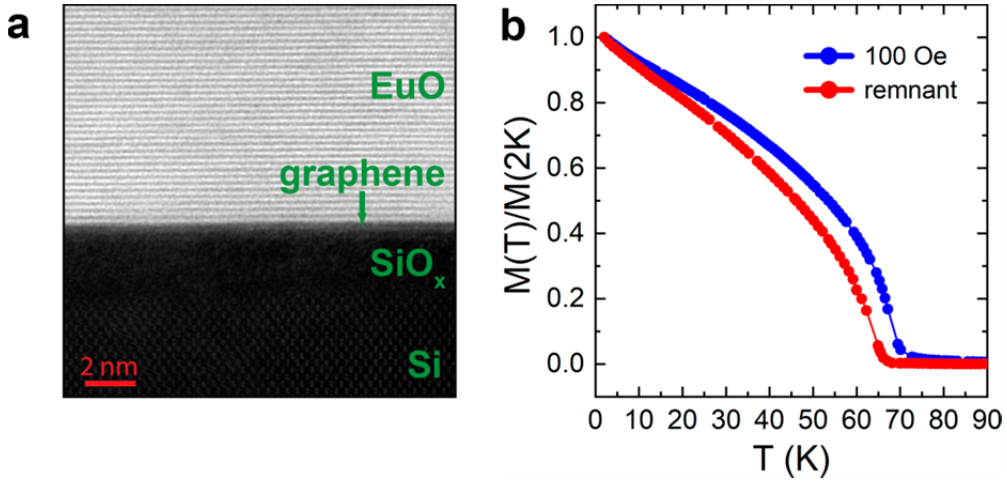


Рис. 1. (a) ПРЭМ изображение поперечного сечения образца Al/EuO/graphene/SiO_x/Si, снятое в режиме темного поля (b) Температурная зависимость нормализованной намагниченности в поле 100 Э (синий) и остаточной намагниченности (красный).

Естественным развитием идей осаждения атомов на графен с целью создания локальных моментов и достижения спиновой поляризации за счет близости к ферромагнитным соединениям является создание стехиометрического соединения графена с магнитными атомами. В подобной системе можно ожидать наличие дальнего порядка в системе магнитных моментов.

Для получения упорядоченной структуры на поверхность графена при комнатной температуре осаждались атомы Eu. В результате на поверхности сформировалась структура $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})R30°$, соответствующая монослою соединения EuC_6, что подтверждается картиной дифракции быстрых электронов. Исследование образцов методом ПРЭМ подтвердило, что низкая температура ростового процесса подавляет процесс интеркаляции Eu под графен, приводящий к возникновению дефектов, нежелательных фаз и соединений с кремнием (рис. 2(a)). Для магнитных измерений существенным фактором является отсутствие включений ферромагнитного EuO.

Наиболее значимый результат работы получен посредством СКВИД-магнитометрии. Несмотря на малый сигнал, измерения продемонстрировали наличие ферромагнетизма в монослое EuC_6. Наблюдаемая зависимость температуры перехода T_C^* от малых полей является характерным признаком двумерного ферромагнетизма – явления известного для других систем (рис. 2(b)). Полевая зависимость намагниченности демонстрирует насыщение с моментом 2.75(5) μ_B, не достигающим теоретического максимума в 7 μ_B, как и в соединениях Eu/силицен [3] и Eu/германен [4].

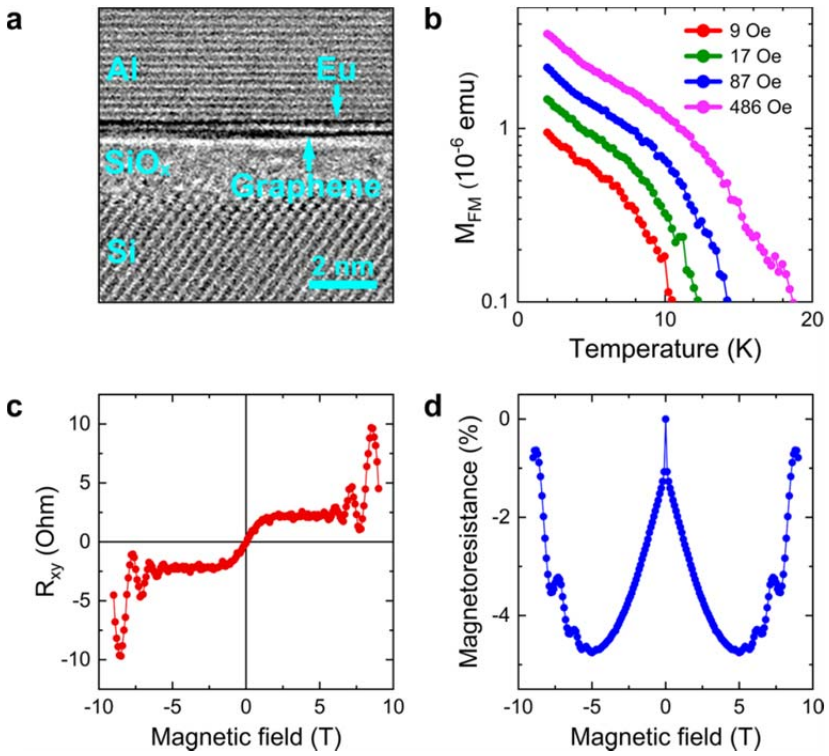


Рис. 2. (a) ПРЭМ изображение поперечного сечения образца Al/Eu/graphene/SiO_x/Si, (b) Температурная зависимость ферромагнитного момента в магнитных полях в плоскости образца (c) Нелинейная часть холловского сопротивления R_{xy} и (d) магнетосопротивление $[R_{xx}(B) - R_{xx}(0)]/R_{xx}(0)$ в нормальном к плоскости образца магнитном поле при 7 K.

Транспортные измерения проводились на образцах с защитным слоем SiO_x, т.к. слой алюминия шунтирует графен. Несмотря на отсутствие дальнего ферромагнитного порядка, измерения показали наличие ферромагнитных флуктуаций в структуре. Наблюдаемые в образцах отрицательное магнетосопротивление и аномальный эффект Холла являются признаками наличия локального ферромагнитного порядка (рис. 2(c-d)). Осцилляции Шубникова – де Гааза с частотой $F \approx 43$ T, видимые в обоих типах измерений, а также слабая локализация свидетельствуют о сохранении электронной структуры графена.

Таким образом, в обеих системах удалось индуцировать магнитные состояния в графене при сохранении его электронной структуры. Описанные подходы открывают перспективы практических приложений магнитного графена и графеновых материалов в гетероструктурах и устройствах спинтроники.

Работа проведена при поддержке НИЦ «Курчатовский институт» [приказ № 1055 (характеризация)], Российского научного фонда [гранты 19-19-00009 (синтез) и 20-79-10028 (измерения свойств)]

Список использованных источников:

1. Averyanov D.V. et al. High-temperature magnetism in graphene induced by proximity to EuO // ACS Applied Materials & Interfaces. – V. 10. – 2018. – P. 20767–20774.

2. Sokolov I.S. et al. 2D ferromagnetism in europium/graphene bilayers // Materials Horizons. – V. 7. – 2020. – P. 1372–1378.

3. Tokmachev A.M. et al. Emerging two-dimensional ferromagnetism in silicene materials // Nature Communications. – V. 9. – 2018. – 1672.

4. Tokmachev A.M. et al. Lanthanide f^7 metalloxenes – a class of intrinsic 2D ferromagnets // Materials Horizons. – V. 6. – 2019. – P. 1488–1496.

УДК 546.05

СИНТЕЗ ТОНКИХ ПЛЕНОК $CuFe_2O_4$ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫМ ТВЕРДОФАЗНЫМ ПИРОЛИЗОМ

Петров В.В.

д.т.н., профессор, директор НОЦ Микросистемной техники и мультисенсорных мониторинговых систем, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета

Стороженко В.Ю.

аспирант, младший научный сотрудник, химический факультет Южного федерального университета

Гуляева И.А.

аспирант, инженер-исследователь, НОЦ Микросистемной техники и мультисенсорных мониторинговых систем, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета

Баян Е.М.

к.т.н., доцент кафедры общей и неорганической химии, химический факультет Южного федерального университета

Аннотация. *В данной работе впервые были получены тонкие пленки $CuFe_2O_4$ методом низкотемпературного пиролиза. По данным РФА все синтезированные пленочные материалы имеют структуру шпинели, характерную для феррита меди. Полученные пленки представляют собой сплошные, однородные покрытия, что подтверждено АСМ. Средний размер кристаллитов составил 32 нм. Анализ зависимости изменения сопротивления от температуры показывает, что в пленках $CuFe_2O_4$ наблюдается температурный гистерезис сопротивления. Определены значения энергии активации электрической проводимости.*

Ключевые слова: *феррит меди, тонкие пленки, низкотемпературный твердофазный пиролиз.*

SYNTHESIS OF THIN FILMS OF $CuFe_2O_4$ BY LOW-TEMPERATURE SOLID-PHASE PYROLYSIS

Petrov V.V.

Doctor of Technical Sciences, Professor of the Department of Technospheric Safety and Chemistry, Institute of Nanotechnology, Electronics and Instrumentation, Southern Federal University

Storozhenko V.Yu.

Postgraduate student, junior researcher of the Department of General and Inorganic Chemistry, Faculty of Chemistry, Southern Federal University

Gulyaeva I. A.

Postgraduate student, research engineer, Scientific and Educational Center for Microsystem Technology and Multisensor Monitoring Systems, Institute of Nanotechnology, Electronics and Instrumentation, Southern Federal University

Bayan E.M.

PhD in Technical Sciences, Associate Professor of the Department of General and Inorganic Chemistry, Faculty of Chemistry, Southern Federal University

Annotation. *In this work thin $CuFe_2O_4$ films were obtained by the method of low-temperature pyrolysis for the first time. According to XRD data, all synthesized film materials have a spinel structure characteristic of copper ferrite. The obtained films are continuous, homogeneous coatings, as confirmed by AFM. The average crystallite size was 32 nm. An analysis of the dependence of the change in resistance on temperature shows that a temperature hysteresis of resistance is observed in $CuFe_2O_4$ films. The values of the activation energy of electrical conductivity are determined.*

Keywords: *copper ferrite, thin films, low-temperature solid-phase pyrolysis.*

В последние несколько лет возрос интерес к ферриту меди, вследствие его применения в магнитооптических записывающих устройствах высокой плотности, магнитных сердечниках, оптомагнитных устройствах, устройствах пузырьковой памяти [1]. Для миниатюризации приборов всё чаще находят своё применение пленочные материалы, поэтому синтез тонких пленок является одной из главных задач материаловедения. Имеются сведения о физических методах получения тонких пленок $CuFe_2O_4$ [2], в которых применяются условия, отличные от стандартных (давление, высокие температуры), а также дорогостоящее оборудование. Химические методы синтеза пленок становятся всё более популярными благодаря их простоте и возможности получения материалов с заданными свойствами. Целью данной работы было синтезировать тонкие пленки феррита меди новым методом низкотемпературного пиролиза на различных подложках (стекло, поликор, кремний), а также изучить структурные и электрофизические свойства материалов.

Тонкие пленки $CuFe_2O_4$ были синтезированы методом твердофазного низкотемпературного пиролиза по ранее описанной для других пленочных материалов методике [3]. В качестве прекурсоров использовались нитрат железа $Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$, ацетат меди $Cu(CH_3COO)_2$, органическая кислота и 1,4-диоксан. Метод низкотемпературного пиролиза включает два этапа. На первом этапе получали промежуточные продукты – органические соли железа(III) и меди(II) из расплава. На втором этапе проводили растворение промежуточного продукта в 1,4-диоксане. Затем полученный раствор наносили на заранее подготовленные подложки. В качестве подложек использовали натрий-кальциевое стекло, поликор или кремний. Далее подложки с нанесенным раствором высушивали на воздухе. Для получения трехслойных пленок операцию нанесения повторяли 3 раза. Температурную обработку осуществляли в муфельной печи при 600 ^{o}C в течение трех часов.

Полученные материалы были исследованы рентгенофазовым анализом (РФА) на дифрактометре ARLX'TRA, Thermo ARL, $Cu_{k\alpha}$–излучение. Съемку проводили в диапазоне углов 20–80 °. Расчет областей когерентного рассеивания производили по формуле Шеррера. Толщина пленок и рельеф поверхности были исследованы методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) в НОЦ “Нанотехнологии» с помощью установки NTEGRA фирмы NT-MDT Spectrum Instruments (Россия). Сканирование поверхности и оценка толщины образцов пленок проводилось зондом в полуконтактном режиме. Для исследования электрофизических свойств на поверхности пленок методом вакуумного термического напыления формировали металлические контакты V-Ni толщиной 0,2-0,3 мкм. Температурную зависимость сопротивления пленок при нагреве до 300 °C и последующем охлаждении измеряли с помощью источника Keithley 2450.

На рис. 1 представлены результаты рентгенофазового анализа. Показано, что практически все дифференциальные максимумы относятся к кубической структуре шпинели $CuFe_2O_4$. Средний размер кристаллитов, рассчитанный по формуле Шеррера, составил 32 нм.

По результатам АСМ толщина пленок для одноразового нанесения составляет порядка 40-60 нм в зависимости от условий получения: концентрации раствора прекурсоров, растворителя, материала подложки и пр.

Зависимость сопротивления сформированных структур от обратной температуры показана на рис. 2. При нагреве пленок от комнатной до температуры 150-160 °С сопротивление пленок достаточно высокое 10^{11} Ом. При дальнейшем нагреве до 300 °С сопротивление уменьшается примерно в $4{,}4 \cdot 10^{9}$ Ом. При остывании до температур 240-230 °С кривая охлаждения практически совпадает с кривого нагрева, но дальнейшее остывание до комнатной температуры не совпадает с кривой нагрева. Анализ зависимости изменения сопротивления от температуры показывает, что в пленках $CuFe_2O_4$ наблюдается температурный гистерезис сопротивления.

Известно, что в области невысоких температур (область примесной проводимости) температурная зависимость концентрации носителей заряда определяется уравнением Аррениуса. В результате для кривого охлаждения были определены значения энергии активации: для температурных диапазонов 30-60, 90-200 и 240-300 °С они составили 0,18; 0,06 и 0,47 эВ соответственно.

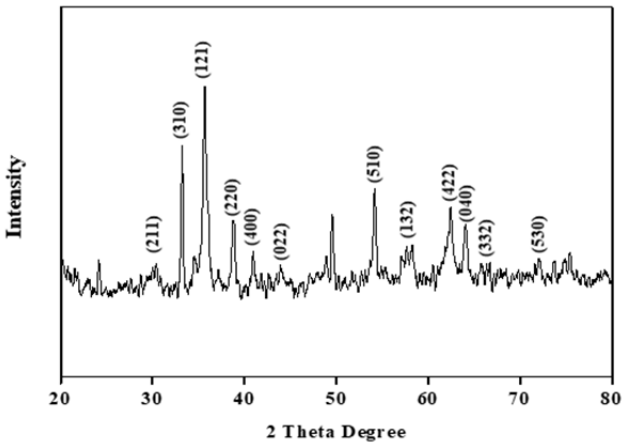


Рис. 1. Результаты рентгенофазового анализа тонкой пленки феррита меди

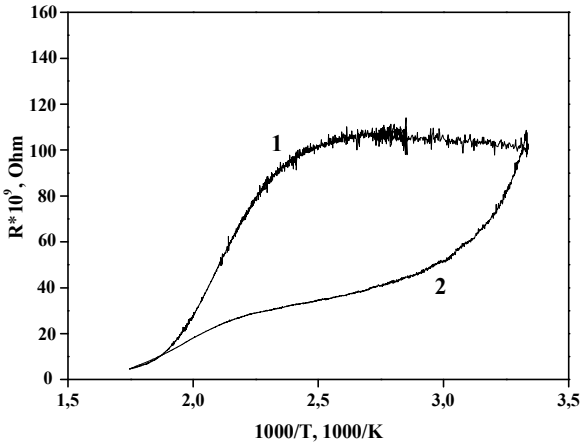


Рис. 2. Зависимость сопротивления (R) от обратной температуры (1000/T) для пленки $CuFe_2O_4$, 1 – нагрев, 2 – охлаждение.

Таким образом, впервые методом низкотемпературного твердофазного пиролиза получены наноразмерные пленочные материалы феррита меди на различных подложках. Полученные пленочные материалы представляют собой сплошные, однородные покрытия состава $CuFe_2O_4$, что подтверждено РФА и АСМ. Новый метод синтеза тонких пленок $CuFe_2O_4$ является технологически более простым, чем золь-гель метод, а также не требует дорогостоящего оборудования, в отличие от физических методов.

Список использованных источников:

1. Masunga N. et al. Recent advances in copper ferrite nanoparticles and nanocomposites synthesis, magnetic properties and application in water treatment: Review / Journal of Environmental Chemical Engineering. – 2019. – V. 7.– № 3. – P. 103179.

2. Haija M.A et al. Selective hydrogen gas sensor using $CuFe_2O_4$ nanoparticle based thin film // Applied Surface Science. – 2016. – V. 369. – P. 443-447.

3. Petrov V. V. et al. Investigation of Rapid Gas-Sensitive Properties Degradation of ZnO–SnO_2 Thin Films Grown on the Glass Substrate // Chemosensors.– 2020. – V.8.– №2.– P. 40.

УДК 537.622.4

СИНТЕЗ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТРЕХСЛОЙНЫХ ГИБРИДНЫХ СТРУКТУР $Fe_{3-x}Si_{1+x}$/Ge/Fe_3Si/Si(111)

Тарасов А.С.

к.ф.м.-н., зав. лабораторией радиоспектроскопии и спиновой электроники, ИФ СО РАН

Яковлев И.А.

к.ф.м.-н., научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений, ИФ СО РАН

Платунов М.С.

к.ф.м.-н., старший научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений, ИФ СО РАН

Волков Н.В.

д.ф.м.-н., главный научный сотрудник лаборатории радиоспектроскопии и спиновой электроники, ИФ СО РАН

Аннотация. *Методом молекулярно-лучевой эпитаксии выращены трехслойные структуры $Fe_{3-x}Si_{1+x}$/Ge/Fe_3Si на поверхности кремния (111) с различной толщиной германия. Проведены исследования статических и динамических магнитных свойств. В спектрах ФМР наблюдаются две четкие линии поглощения, соответствующие двум слоям ферромагнитных пленок $Fe_{3-x}Si_{1+x}$ и Fe_3Si Угловые зависимости резонансного поля спектров ФМР измеренные в плоскости пленки имеют выраженную анизотропию типа легкая ось, а также соответствующую кубической кристаллической симметрии Fe_3Si. Намагниченность насыщения достигает 1000 Гс.*

Ключевые слова: *гибридные структуры, молекулярно-лучевая эпитаксия, силицид железа*

SYNTHESIS AND MAGNETIC PROPERTIES OF $Fe_{3-x}Si_{1+x}$/Ge/Fe_3Si/Si(111) HYBRID STRUCTURES

Tarasov A.S.

Ph.D., head of Laboratory of radio spectroscopy and spin electronics, Institute of Physics SB RAS

Yakovlev I.A.

Ph.D., researcher, Laboratory of physics of magnetic phenomena, Institute of Physics SB RAS

Lukyanenko A.V.

Junior researcher, Laboratory of physics of magnetic phenomena, Institute of Physics SB RAS

Volkov N.V.

Dr.Sc., professor, chief researcher, Laboratory of radio spectroscopy and spin electronics, Institute of Physics SB RAS

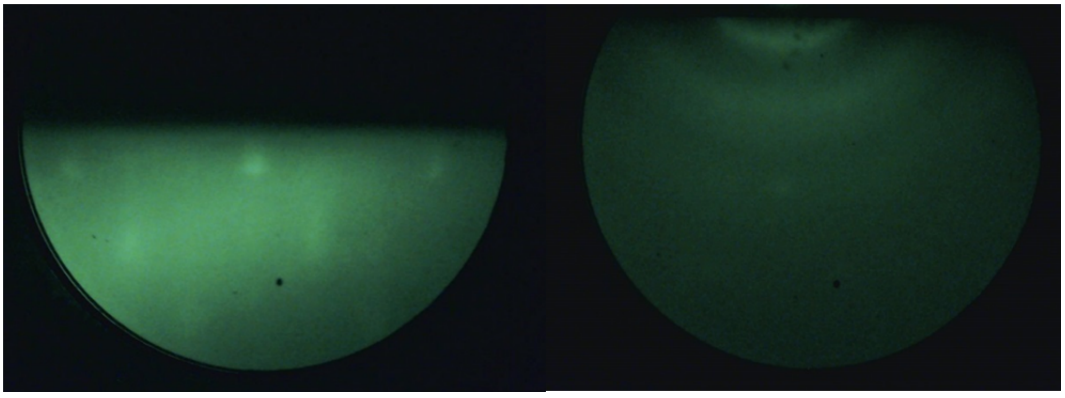
Annotation. *Three-layer structures $Fe_{3-x}Si_{1+x}$/Ge/Fe_3Si on a silicon (111) surface with different thicknesses of germanium were grown by molecular beam epitaxy. Studies of static and dynamic magnetic properties were carried out. The FMR spectra show two clear absorption lines corresponding to two layers of ferromagnetic films $Fe_{3-x}Si_{1+x}$ and Fe_3Si.The angular dependences of the*

resonance field of the FMR spectra measured in the plane of the film have a pronounced anisotropy of the easy axis type, as well as anisotropy corresponding to the cubic crystal symmetry of Fe_3Si. The saturation magnetization reaches 1000 G.

Keywords: *hybrid structures, molecular beam epitaxy, iron silicide*

Уже нашедшие свое применение устройства спинтроники - туннельные магниторезистивные элементы считывающих головок жестких дисков и ячеек магнитной оперативной памяти [1], как правило строятся на вертикальных магнитных туннельных переходах. В то время как полупроводниковая спинтроника чаще использует планарную геометрию. Вертикальные трехслойные гибридные структуры ферромагнетик(ФМ)/полупроводник (ПП)/ФМ сочетают в себе оба подхода и могут быть перспективны как для вертикальных, так и планарных устройств полупроводниковой спинтроники. Вместе с тем, огромное внимание исследователей уделяется сплавам Гейслера [2] с высокой спиновой поляризацией электронов проводимости, таким как Fe_3Si, Co_2FeSi, Fe_2MnSi, Co_2FeAl, поскольку они имеют кубическую кристаллическую структуру и могут быть выращены на стандартных полупроводниковых подложках, таких как Si [3], Ge [4], GaAs [5]. В настоящей работе были синтезированы вертикальные трехслойные структуры $Fe_{3-x}Si_{1+x}$/Ge/Fe_3Si на подложке Si(111) и исследованы их магнитные свойства.

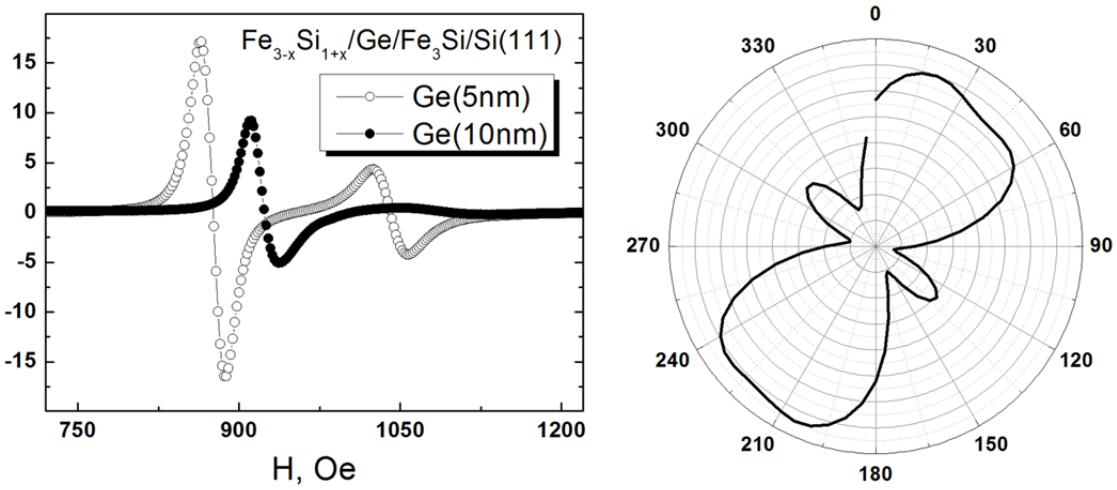
Напыление слоев силицида железа Fe_3Si осуществлялось методом молекулярно-лучевой эпитаксии при совместном осаждении из разных источников железа и кремния в атомной пропорции 3:1. В качестве источников используются ячейки Кнудсена с косвенным термическим нагревом тигля. В процессе синтеза слоев силицида температура подложки была около 150 С. Толщина слоев Fe_3Si составляет около 10 нм. Рост пленок контролировался in situ с помощь дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Было получены две структуры с прослойкой Ge 5 нм и 10 нм. Для обоих образцов на картинах ДОБЭ для первого слоя Fe_3Si и Ge видны рефлексы в виде точек, характерные дифрактограммам эпитакисальных пленок с кубической кристаллической решеткой. Для верхней пленки $Fe_{3-x}Si_{1+x}$ для двух образцов наблюдается разная картина (рис. 1). При толщине Ge 5 нм картина ДОБЭ (рис. 1 (а)) повторяет геометрию дифрактограммы от первого слоя. Это говорит о том, что второй слой силицида сформировался эпитаксиально и имеет монокристаллическую структуру идентичную первому слою. Для образца с 10 нм германиевым слоем (рис. 1 (б)) присутствуют рефлексы в виде размытых колец Дебая. Данная геометрия дифрактограммы говорит о формировании нанокристаллической структуры второй пленки силицида.



а) б)

Рис. 1 Картина ДОБЭ от верхнего слоя $Fe_{3-x}Si_{1+x}$ при толщине слоя Ge 5 нм (а) и 10 нм (б)

При помощи спектрометра Bruker E580 на частоте 9.7 ГГц были записаны спектры ферромагнитного резонанса (ФМР). Спектр ФМР для обоих образцов содержит 2 линии поглощения (рис.2(а)), что соответствует резонансу верхней и нижней пленки. Угловые зависимости резонансного поля спектров ФМР измеренных в плоскости пленки имеют выраженную анизотропию типа легкая ось, а также анизотропию, соответствующую кубической кристаллической симметрии Fe_3Si (рис.2(а)). Рассчитанная из спектров ФМР намагниченность насыщения достигает 1000 Гс.



а) б)

Рис. 2 Спектр ФМР (а) и угловая зависимость резонансного поля для низкополевой линии ФМР для образца с прослойкой германия толщиной 10 нм (б)

Предварительные исследования электронных транспортных свойств трехслойных структур $Fe_{3-x}Si_{1+x}/Ge/Fe_3Si$ показали, что они могут быть перспективны для создания спиновых устройств, реализации и изучения спин-зависимых эффектов.

Список использованных источников:

1. S. Bhatti et al., //Materials Today – 2017 – v.**209(9)** – p.530.
2. L. Wollmann et al. // Annu. Rev. Mater. Res., – 2017– v.**47**– pp. 247-270.
3. S. Sakai et al.//Semicond. Sci. Technol., – 2017 – v. **32** – p. 094005.
4. T Shiihara et al.// Semicond. Sci. Technol. – 2018 – v. **33**– p.104008.
5. Gaucher et al.// Appl. Phys. Lett. – 2017– v.**110**, p.102103.

УДК 537.86 / 538.95

О ВЛИЯНИИ ГРАДИЕНТА КОНЦЕНТРАЦИИ МЕТАЛЛА НА ФМР В КОМПОЗИТНЫХ ПЛЕНКАХ

Котов Л.Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Власов В.С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Турков В.К.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Устюгов В.А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Макаров П.А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Ласек М.П.

Старший преподаватель кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Калинин Ю.Е.

д-ф.-м.н. профессор, зав. кафедрой физики твердого тела,

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

Ситников А.В.

д.ф.-м.н., профессор кафедры физики твердого тела,

ФГБОУ ВО «Воронежский государственный технический университет»

Аннотация. *Работа посвящена исследованию магнитных характеристик металл-диэлектрических композитных пленок и их связи с градиентом содержания металлической фазы. Показана связь между величиной градиента концентрации металла и наличием доменной магнитной структуры в пленках. Исследованы ширина и положение линии ферромагнитного резонанса для двух серий пленок с однородной структурой и высоким градиентом концентрации металла.*

Ключевые слова: *нанокопозиты, ферромагнитный резонанс, тонкие пленки*

THE INFLUENCE OF THE METAL CONCENTRATION GRADIENT ON FMR IN COMPOSITE FILMS

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, head of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Vlasov V.S.

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Turkov V.K.

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Ustyugov V.A.

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Makarov P.A.

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Lasek M.P.

associated professor of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Kalinin Yu.E.

Dr.Sc., professor, head of Department of solid-state physics
Voronezh State Technical University

Sitnikov A.V.

Dr.Sc., professor of Department of solid-state physics,
Voronezh State Technical University

Annotation. *The paper is devoted to the investigation of the magnetic characteristics of metal-dielectric composite films and their relationship with the gradient of metal phase concentration. The relationship between the magnitude of the metal concentration gradient and the presence of a magnetic domain structure in the films is shown. The width and position of the ferromagnetic resonance line for two series of films with a homogeneous structure and a high metal concentration gradient were investigated.*

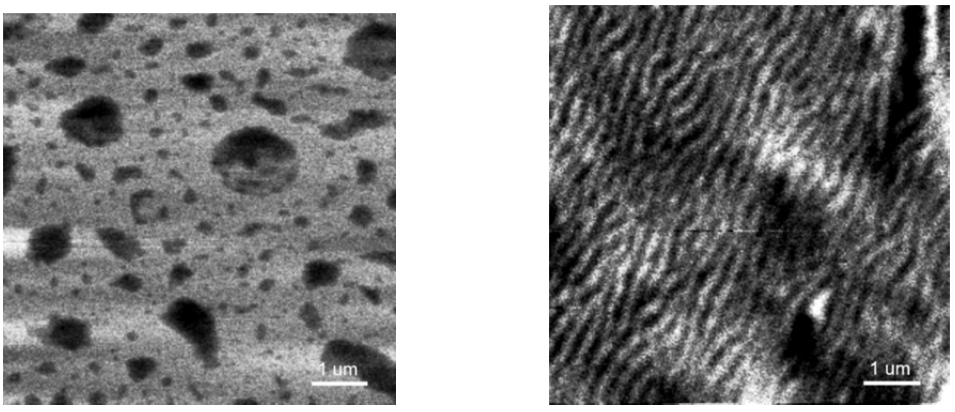
Keywords: *nanocomposite, ferromagnetic resonance, thin films*

Композиционные материалы с наноструктурой много десятилетий привлекают исследователей благодаря уникальным электромагнитным и механическим свойствам, расширяющимся сферам применения, а также благодаря сопутствующим исследованиям фундаментальных вопросов физики конденсированного состояния [1-4]. В частности, тонкие композитные пленки находят свое применение в таких областях как конструирование новых датчиков на базе микроэлектромеханических систем, создание управляемых фильтров электро-

магнитного излучения для систем связи и радиолокации, разработка наноразмерных приводов для управления биофизическими объектами. Магнитные свойства таких систем, как известно, существенно отличаются от свойств массивных образцов тех же веществ и сильно зависят от размеров (вплоть до потери ферро- или антиферромагнитных свойств), от методов получения, формы, относительного положения в несущей матрице, свойств самой матрицы (например, речь может идти об углеродной двумерной матрице). По этой же причине усложняется задача управления магнитными частицами (намагничивание, перемагничивание), а также контроля их свойств.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей СВЧ магнитных характеристик металл-диэлектрических композитных пленок состава $\{(Co_{0.44}Fe_{0.36}B_{0.2})_x+(SiO_2)_{(1-x)/3}\}$. Было изготовлено две серии пленок указанного состава. Серия LG характеризуется малым градиентом концентрации металлической фазы: изменение концентрации металла в пределах 0.5÷0.92 атомных доли происходит вдоль длины листа лавсана, составляющей 297 мм. Напротив, серия HG характеризуется изменением концентрации металла в пределах 0.25÷0.85 атомных доли вдоль листа длиной 48 мм, т. е. имеет существенный градиент концентрации металлической фазы. Напыление плёнок осуществлялось на лавсановые подложки методом ионной бомбардировки мишеней металлических сплавов $Co_{41}Fe_{39}B_{20}$ и навесок из диэлектрика SiO_2.

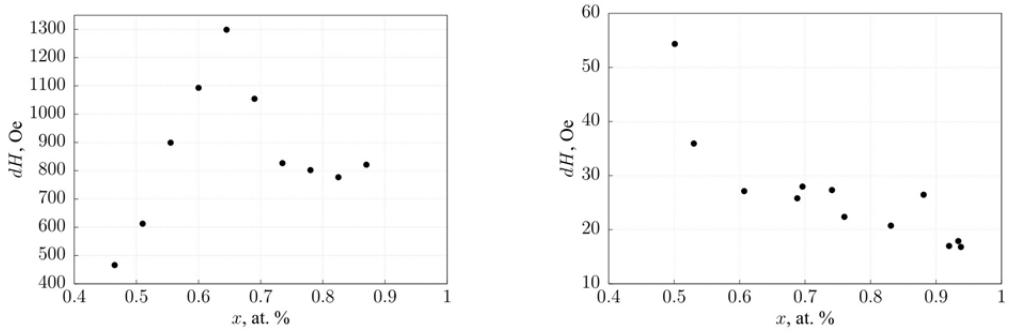
Толщины и состав образцов определялись с помощью сканирующего электронного микроскопа TESCAN MIRA3. Резонансные характеристики, а именно полуширина линии ФМР и значение резонансного поля пленок были измерены при комнатной температуре с помощью радиоспектрометра РЭ-1306 (частота переменного поля составляла f = 9.36 ГГц). Постоянное подмагничивающее поле в эксперименте было направлено касательно к плоскости пленки, переменное магнитное поле было направлено также в плоскости пленки перпендикулярно подмагничивающему.



а) б)

Рис. 1. Изображения атомно-силовой микроскопии (магнитный контраст) нанокомпозитных пленок серий а) HG и б) LG.

Исследование магнитной структуры поверхности пленок производилось атомно-силовым микроскопом (АСМ) ARIS-3500 (Burleigh Instrument Co, США) с максимальным полем сканирования 70 × 70 мкм.



а) б)

Рис. 2. Ширина линии ФМР нанокомпозитных пленок серий а) HG и б) LG.

Из изображений АСМ (рис. 1) видно, что пленки серии LG с более однородным распределением металлической фазы обладают ярко выраженной доменной структурой полосового типа. Средняя длина домена составляет 2.5 мкм, средняя ширина — 0.25 мкм. Пленки серии HG, в которых значение градиента концентрации металла в 6 раз превышает таковое в предыдущем случае, доменной структурой не обладают. Ее отсутствие связано, по-видимому, в первую очередь с сильной наведенной поверхностной анизотропией.

Существенные различия магнитных структур, выявленные методом АСМ, проявляются и в результатах спектроскопии пленок. На графиках (рис. 2) показаны концентрационные зависимости ширины резонансной линии ФМР для образцов обеих серий пленок. Можно видеть, что на графике, построенном для пленок серии HG, зависимость ширины линии от концентрации металла имеет характер, аналогичный для однородно намагниченных композитных пленок: при низких концентрациях металла основной вклад в ширину резонансной линии вносит дипольное уширение, связанное со сложной формой и конфигурацией соединений гранул, при высокой концентрации, особенно за порогом перколяции, когда обмен между гранулами происходит не только за счет туннелирования электронов, но и напрямую из-за их объединения в крупные структуры, доминирует обменное сужение. Пленки серии LG благодаря наличию доменной структуры, обладают существенно более узкой линией ФМР.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

Список использованных источников:

1. S. Bedanta, A. Barman, W. Kleemann et al. Magnetic Nanoparticles: A Subject for Both Fundamental Research and Applications // Journal of Nanomaterials. — 2013. — Vol. 2013 — Article ID 952540. — P.22.

2. Kotov L. N., Turkov V. K., Vlasov V. S. et al. Relaxation of magnetization in thin composite $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ films // Materials Science and Engineering. —2006. — Vol. 442. — No 1. — P. 352.

3. Kotov L. N., Vlasov V. S., Turkov V. K. et al. Influence of Annealing on Magnetic, Relaxation and Structural Properties of Composite and Multilayer Films // JNN. — 2012. — Vol. 12. — No 2. — P. 1696.

4. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Демин В.А. и др. Транспортные, магнитные и мемристивные свойства наногранулированного композита $(CoFeB)_x(LiNbOy)_{100-x}$ // ЖЭТФ. — 2018. — Т. 153. — № 3. — С. 424.

УДК 537.622.4

ОСОБЕННОСТИ ФЕРРОМАГНЕТИЗМА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ ПАЛЛАДИЯ С ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ПРИМЕСЬЮ ЖЕЛЕЗА

Гумаров А.И.
инженер, Центр квантовых технологий, Казанский федеральный университет

Тагиров Л.Р.
д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, профессор, лаборатория нелинейной оптики, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН

Хайбуллин Р.И.
к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, лаборатория радиационной физики, Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение ФИЦ КазНЦ РАН

Юсупов Р.В.
к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник, доцент, Центр квантовых технологий, Казанский федеральный университет

Янилкин И.В.
к.т.н., старший научный сотрудник, Центр квантовых технологий, Казанский федеральный университет

Аннотация. *Работа посвящена исследованиям микроструктуры и особенностям проявления ферромагнетизма в эпитаксиальных пленках палладия, содержащих имплантированную примесь железа. Показано, что имплантация ионов железа с энергией 40 кэВ в тонкие плёнки палладия (толщиной ~ 40-60 нм) ведет к формированию бинарного сплава палладия с железом, $Pd_{1-x}Fe_x$, где среднее значение концентрации x лежит в интервале 0.02-0.08 и определяется дозой имплантации. Выявлен ряд особенностей ферромагнетизма в ионно-синтезированных сплавах $Pd_{1-x}Fe_x$ в сравнении с ферромагнетизмом в подобных бинарных соединениях, формируемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В частности, методом ферромагнитного резонанса установлено, что имплантация примеси железа с высокой дозой 3×10^{16} ион/см^2 (значение $x \approx 0.08$) приводит к спинодальному распаду бинарного сплава и формированию в имплантированной пленке палладия многослойной структуры с различной концентрацией железа в каждом слое.*

Ключевые слова: *ферромагнетизм, тонкие магнитные пленки, магниторазбавленные сплавы палладия с железом, спинодальный распад, ферромагнитный резонанс*

PECULIARITIES OF FERROMAGNETISM IN EPITAXIAL PALLADIUM FILMS WITH IMPLANTED IRON IMPURITY

Gumarov A.I.
engineer of the Center for Quantum Technologies, Kazan Federal University

Tagirov L.R.
Dr.Sc., Professor, Leading Researcher of the Laboratory of Nonlinear Optics, Zavoisky Physical-Technical Institute of FRC Kazan Scientific Center of RAS

Khaibullin R.I.
Ph.D., Senior Researcher of the Laboratory of Radiation Physics, Zavoisky Physical-Technical Institute of FRC Kazan Scientific Center of RAS

Yusupov R.V.
Ph.D., Leading Researcher of the Center for Quantum Technologies, Kazan Federal University
Yanilkin I.V.
Ph.D., Senior Researcher of the Center for Quantum Technologies, Kazan Federal University

Annotation. *The work is devoted to the study of the microstructure and peculiarities of the manifestation of ferromagnetism in epitaxial palladium films containing implanted iron impurities. It is shown that the implantation of iron ions with an energy of 40 keV into thin films of palladium (~ 40-60 nm thick) leads to the formation of a binary alloy of palladium with iron, $Pd_{1-x}Fe_x$, where the average concentration x lies in the range 0.02-0.08 and is determined by the dose of implantation. Peculiarities of ferromagnetism in ion-synthesized $Pd_{1-x}Fe_x$ alloys are revealed in comparison with ferromagnetism in similar binary compounds formed by molecular beam epitaxy. In particular, it was found by the ferromagnetic resonance method that the implantation of an iron impurity with a high dose of 3×10^{16} ion/cm^2 (value $x \approx 0.08$) leads to the spinodal decomposition of the binary alloy and the formation of a multilayer structure in the implanted palladium film with different iron concentrations in each layer.*

Keywords: *ferromagnetism, thin magnetic films, magnetically diluted palladium-iron alloys, spinodal decomposition, ferromagnetic resonance*

Благодаря уникальным свойствам магниторазбавленные сплавы палладия с железом ($Pd_{1-x}Fe_x$, где $x < 0.1$) вызывают большой научный и практический интерес, обусловленный высоким потенциалом их использования в сверхпроводящей спинтронике [1]. Традиционно, тонкие пленки данного бинарного сплава получают методами магнетронного распыления или молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках с подходящим структурным мотивом [2,3]. Однако, в современной микроэлектронике широко используется метод ионной имплантация для легирования полупроводников донорной или акцепторной примесью и создании микрочипов на их основе. В данной работе мы исследуем потенциал применения ионной имплантации для формирования желаемых сплавов палладия с железом путём имплантации (принудительного внедрения) магнитных ионов железа в кристаллическую структуру эпитаксиальных пленок чистого палладия. В результате наших исследований выявлены две характерные особенности ферромагнетизма, которые мы связываем с неоднородными глубинными профилями распределения внедренной примеси железа.

Экспериментальные образцы бинарного сплава палладий-железо были получены путём имплантации ионов железа с энергией 40 кэВ и дозами (0.5, 1.0 и 3.0)×10^{16} ион/см^2 в эпитаксиальные плёнки палладия, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на (001)-ориентированной монокристаллической подложке оксида магния. Имплантация проводилась при комнатной температуре облучаемой подложки с плотностью ионного тока 2-3 мкА/см^2. После имплантации образцы были разрезаны на части для последующих структурных и магнитных измерений, а также для проведения термического отжига в условиях высокого вакуума (10^{-9} Торр) при температуре 500^{o}C в течение 20 минут.

Валентное состояние и глубинные профили распределение имплантированной примеси железа в плёнках палладия определялись методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) с послойным (пошаговом) распылением поверхности плёнок ионами аргона. Рентгеноструктурный анализ использовался для выявления степени радиационного нарушения кристаллической структуры и определения фазового состава имплантированных железом пленок Pd. Магнитные свойства образцов исследовались методами вибрационной магнитометрии и ферромагнитного резонанса (ФМР) в интервале температур 5-300 K во внешнем магнитном поле, приложенном как в плоскости (in-plane геометрия), так и перпендикулярно плоскости (out-of-plane геометрия) плёнок. Для выявления особенностей ферромагнетизма в имплантированных железом плёнках палладия, результаты исследований

их микроструктуры и магнитных свойств сравнивались с результатами подобных исследований тонкой плёнки (толщиной 40 нм) бинарного сплава $Pd_{0.925}Fe_{0.075}$, полученного методом МЛЭ [4].

В результате проведенных РФЭС исследований установлено, что имплантированная примесь железа полностью растворяется в матрице палладия с образованием химической связи и формированием бинарного сплав $Pd_{1-x}Fe_x$, где значение *x* лежат в диапазоне 0.02-0.08 для используемых в наших экспериментах доз имплантации (детали см. в [5]). При этом сам факт изоморфного замещения атомов палладия имплантированными атомами железа и формирование бинарного сплава подтверждается данными рентгеноструктурного анализа. Имплантированные пленки находятся в кристаллическом состоянии, что указывает на динамический отжиг радиационных дефектов непосредственно в процессе ионного облучения.

Все имплантированные железом пленки Pd проявляют ферромагнетизм при низких температурах (ниже 230 K, см. Рис. 1), причем температура Кюри и намагниченность насыщения сильно зависят от содержания примеси железа, т.е. дозы имплантации. Все образцы в плоскости плёнки имели ярко выраженную 4-х кратную магнитную кристаллографическую анизотропию. При этом оси “легкого” намагничивания совпадали с кристаллографическими направлениями <110> исходной плёнки Pd (ГЦК структура), а “трудные” оси – с кристаллографическим семейством <010>. С другой стороны, измерения магнитного отклика в out-of-plane геометрии указывают на присутствие в имплантированных образцах магнитной анизотропии формы типа “легкая” плоскость, которая является типичной для тонких магнитных пленок. Однако, в отличие от магнитных свойств тонкопленочного сплава $Pd_{0.925}Fe_{0.075}$, полученных методом МЛЭ [4], имплантированные железом пленки палладия с таким же средним содержанием железа проявляют две особенности. Первой особенностью является существенно меньшее значение коэрцитивного поля (см. рис. 1а), что важно для практических приложений.

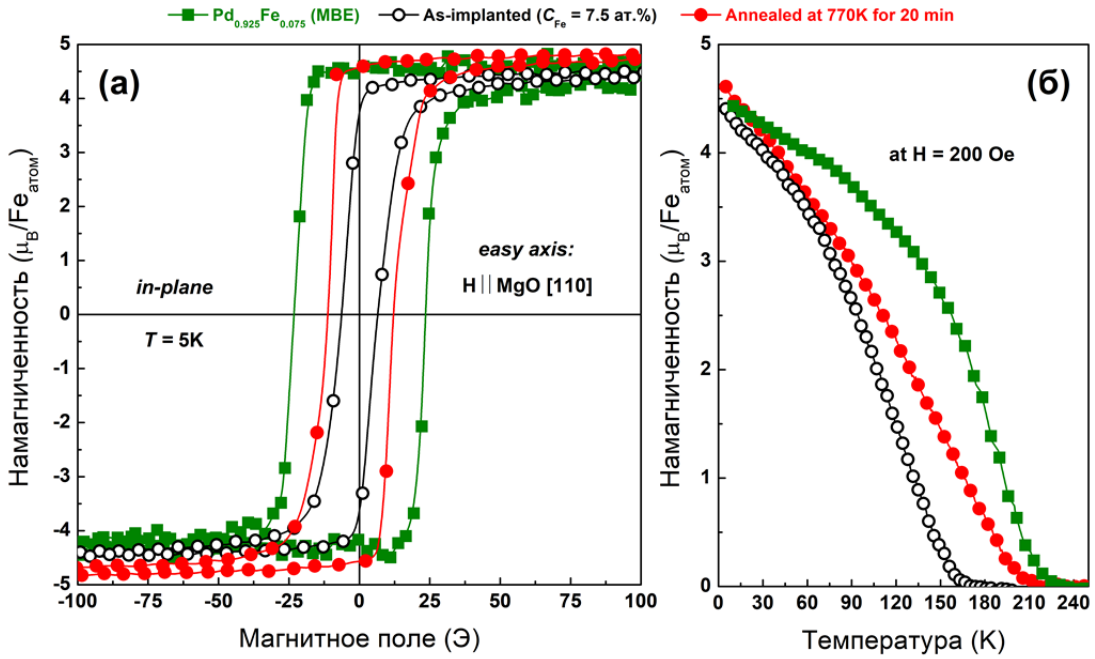


*Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса (**а**) и термомагнитные кривые (**b**) для эпитаксиальной пленки палладия толщиной 60 нм, имплантированной ионами Fe+ с энергией 40 кэВ и дозой 3×10^{16} ион/см^2 как до (-○-), так и после (-●-) термического отжига в вакууме при 500ºC в течение 20 мин. Для сравнения представлены магнитные измерения (-■-) тонкоплёночного бинарного сплава $Pd_{0.925}Fe_{0.075}$, полученной методом МЛЭ [4].*

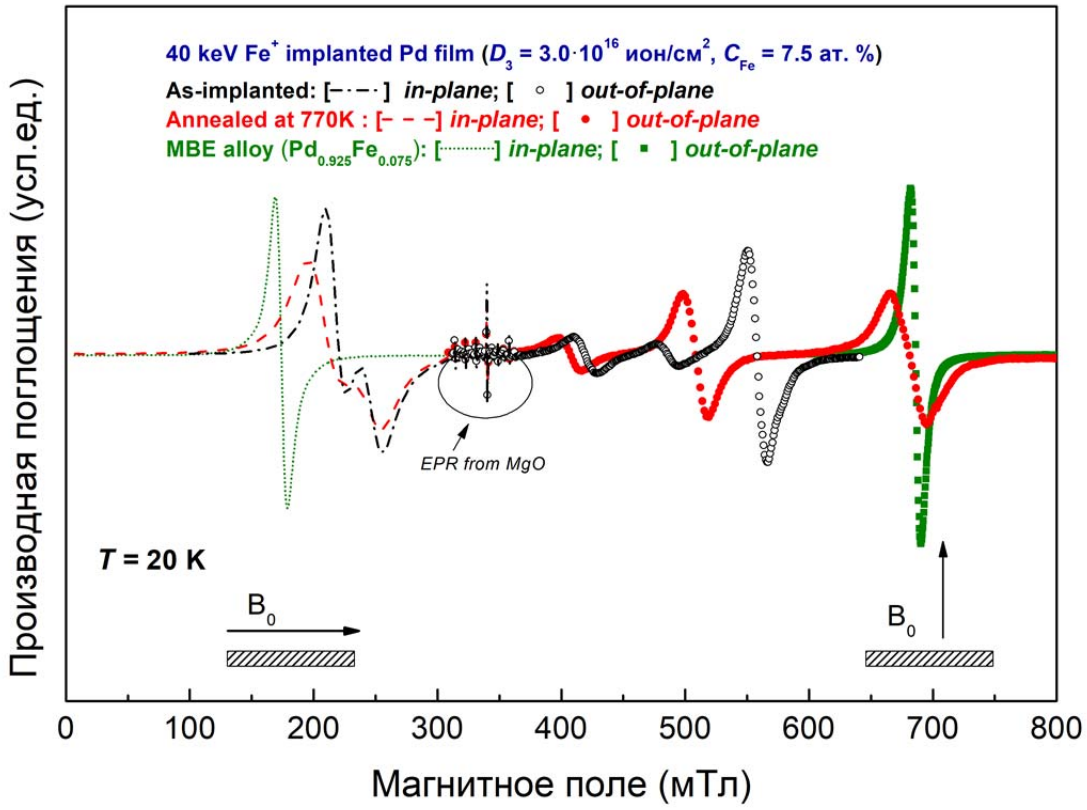


Рис. 2. Спектры ФМР, регистрируемые при различных направлениях сканирующего магнитного поля (B_0) по отношению к плоскости трёх различных образцов: 1) плёнки палладия, имплантированной железом с дозой 3.0×10^{16} ион/см^2; 2) той же плёнки после отжига в вакууме и 3) однородной плёнки сплава $Pd_{0.925}Fe_{0.075}$, полученной методом МЛЭ. Геометрия измерения схематически показана в нижней части рисунка под спектрами.

Второй особенностью является формирование многофазной магнитной структуры (т.н. спинодальный распад) в имплантированных железом пленках палладия. Последнее подтверждается наблюдением множественных пиков ферромагнитного резонанса (ФМР, рис. 2) и связано с неоднородным глубинным профилем распределения железа в пленке палладия в процессе и после имплантации. Спинодальный распад в имплантированных железом пленках палладия – интригующее наблюдение для пары Pd и Fe, обычно считающейся полностью взаимно растворимой в бинарных смесях при $x < 0.1$

Данная работа была поддержана грантом РФФИ № 20-02-00981.

Список использованных источников:

1. Golovchanskiy I.A., Bolginov V.V., N.N. Abramov N.N. *et al*., Magnetization dynamics in dilute $Pd_{1-x}Fe_x$ thin _lms and patterned microstructures considered for superconducting electronics // J. Appl. Phys. – 2016. – vol. 120. – Art. 163902.
2. Garifullin I.A., Tikhonov D.A., Garif'yanov N.N., *et al*., Possible reconstruction of the ferromagnetic state under the influence of superconductivity in epitaxial $V/Pd_{1-x}Fe_x$ bilayers, Appl. Magn. Reson. – 2002. – V.22. – P.439-452.
3. Esmaeili A., Yanilkin I.V., Gumarov, *et al*., Epitaxial growth of $Pd_{1-x}Fe_x$ films on MgO single-crystal substrate, Thin Solid Films. – 2019. – V.669. – P.338-344.
4. Esmaeili A., Yanilkin I.V., Gumarov A.I., *et al*., Epitaxial thin-film $Pd_{1-x}Fe_x$ alloy – a tunable ferromagnet for superconducting spintronics, Sci. China Mater. – 2021. – V.64. – P.1246-1255.
5. Gumarov A.I., Yanilkin I.V., Yusupov R.V., *et al*., Ferromagnetic composite self-arrangement in iron-implanted epitaxial palladium thin films, arXiv:2103.03562 [cond-mat.mtrl-sci] (2021). [Электронный ресурс]. – Режим доступа: http://arxiv.org/abs/2103.03562.

УДК 537.622.4

СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОБАЛЬТ-НИКЕЛЕВЫХ ПОКРЫТИЙ, ПОЛУЧЕННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ АРАБИНОГАЛАКТАНА

Е.В. Черемискина
Аспирант, Красноярский научный центр СО РАН

С.В. Столяр
д.ф.-м.н, зав. отделом, Красноярский научный центр СО РАН

Л.А. Чеканова
с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Р.Н. Ярославцев
к.т.н., с. н. с, Красноярский научный центр СО РАН

Р.С. Исхаков
д.ф.-м.н., г.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Получены покрытия 3-d металлов из растворов солей в присутствии природного полисахарида арабиногалактана. Рассчитанные постоянные атомной решетки регистрируемых ГЦК и ГПУ структур соответствуют значениям характерным для сплава $Co_{1-x}Ni_x$, что свидетельствует об отсутствии твердого раствора металл-углерод.*
Ключевые слова: *магнитные покрытия, арабиногалактан*

STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES OF COBALT-NICKEL COATINGS SYNTHESIZED USING ARABINOGALACTAN

E.V. Cheremiskina
Graduate student, Krasnoyarsk Scientific Center, Federal Research Center SB RAS

S.V. Stolyar
Dr.Sc., department head, Krasnoyarsk Scientific Center, Federal Research Center SB RAS

L.A. Chekanova
Dr.Sc., Sr. Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

R.N. Yaroslavtsev
Dr.Sc, Sr. Researcher, Krasnoyarsk Scientific Center, Federal Research Center SB RAS

R.S. Iskhakov
Dr.Sc., Ch. Researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *The coatings of 3-d metals were obtained from salt solutions in the presence of the natural polysaccharide arabinogalactan. The calculated atomic lattice constants of the detected fcc and hcp structures correspond to the values characteristic of the $Co_{1-x}Ni_x$ alloy, which indicates the absence of a metal-carbon solid solution.*
Keywords: *magnetic coatings, arabinogalactan*

Метод химического осаждения является наиболее простым и экономичным способом нанесения металлических покрытий. Покрытия можно получать как на проводящие, так и диэлектрические поверхности. Эти покрытия демонстрируют высокую твердость и коррозионную стойкость [1–3]. Никелевое покрытие приобрело наибольшее коммерческое значение среди покрытий, получаемых химическим способом [1]. Процесс химического осаждения является автокаталитическим, восстановление металлических ионов в растворе осуществляется за счет окисления восстанавливающего агента. В качестве восстановителя обычно используются соединения, такие как гипофосфит, боргидрид, гидразин. В данной работе при получении ферромагнитных металлических покрытий 3-d металлов в качестве восстановителя использовали полисахарид арабиногалактан. Молекула арабиногалактана состоит из звеньев галактозы и арабинозы. Соответствующие моносохариды обладают альдегидной группой, обладающей восстановительными свойствами.

Для получения ферромагнитных покрытий сплавов Co-Ni использовались водные растворы сульфата кобальта и сульфата никеля. В качестве восстановителя использовали арабиногалактан, выделенный из лиственницы. Цитрат натрия и трилон Б использовали в качестве комплексообразователя и стабилизатора. Осаждение проводили при температуре 80 °C.

Элементный анализ, выполненный методом EDX, показал, что металлическое покрытие состоит из никеля и кобальта с примесью углерода ~20%. На рисунке 1 представлены результаты рентгенофазового анализа покрытий сплава $Co_{1-x}Ni_x$, на медной подложке. На рентгенограммах присутствуют как отражения, соответствующие ферромагнитному сплаву, так и отражения, соответствующие медной подложке. Результаты рентгенофазового анализа показали наличие ГЦК и ГПУ фаз в магнитном сплаве, причем увеличение содержания кобальта в сплаве коррелировало с увеличением интенсивности отражений ГПУ фазы. На рисунке видно, что покрытия состава Co_5Ni_{95} и $Co_{60}Ni_{40}$ характеризуются ГЦК атомной структурой. Для состава покрытия $Co_{80}Ni_{20}$ регистрируется отражение при $2\Theta = 43°$ характерное для отражения (100) ГПУ атомной структуры. Однако отсутствуют отражения от семейства плотноупакованных плоскостей (002) ГПУ. Таким образом, сформированная ГПУ структура сплава является текстурированной. Ось z располагается в плоскости покрытия. Рассчитанные постоянные атомной решетки регистрируемых ГЦК и ГПУ структур соответствуют значениям характерным для сплава $Co_{1-x}Ni_x$, что свидетельствует об отсутствии твердого раствора металл-углерод. На некоторых рентгенограммах свежеприготовленных образцов регистрировались отражения малой интенсивности при $2\Theta=27°$ (смотри рис.1). Данное отражение обусловлено отражениями от плотноупакованных плоскостей графитовой фазы. Это свидетельствует, что примесь углерода кристаллизуется в графитовые включения. Отражений, характерных для карбидов (Co_2C, Ni_2C, Co_3C, Ni_3C) не обнаружено. Об отсутствии карбидов свидетельствуют также магнитные свойства изучаемых покрытий.

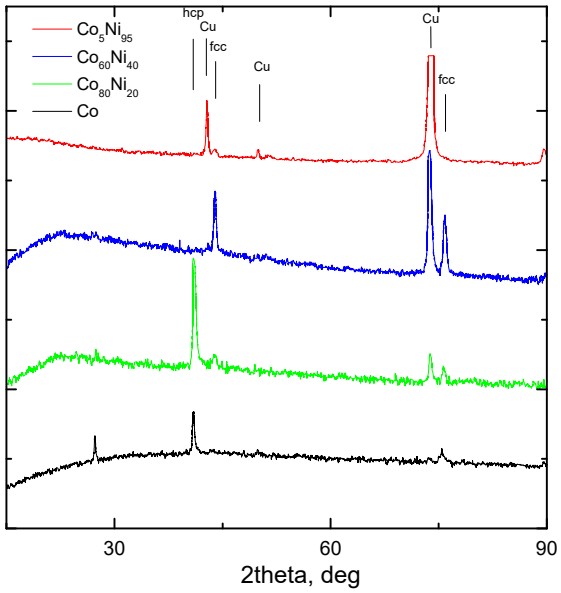


Рисунок 1 - Рентгенограммы полученных образцов

Для выявления морфологических особенностей полученных сплавов на стеклянной подложке, и изучения их магнитных свойств был использован метод ферромагнитного резонанса.

На рис. 2 представлены зависимости резонансного поля ФМР и ширины линии ФМР поглощения от угла между направлением приложенного магнитного поля и плоскостью металлического покрытия $Co_{63}Ni_{37}$, полученного на стеклянную подложку (угол изменяется от 0° – поле приложено в плоскости покрытия до 90° – поле приложено вдоль нормали к плоскости). Угловая зависимость является характерной для планарного магнитного покрытия. Резонансное поле при параллельной ориентации составило 550 Э, а при перпендикулярной ориентации 14700 Э. Величина эффективной намагниченности, рассчитанная из резонансных полей при параллельных и перпендикулярных ориентациях, составила 960 Гс. Данное значение намагниченности совпадает с известной намагниченностью сплава $Co_{63}Ni_{37}$, приготовленного другими методами [4,5].

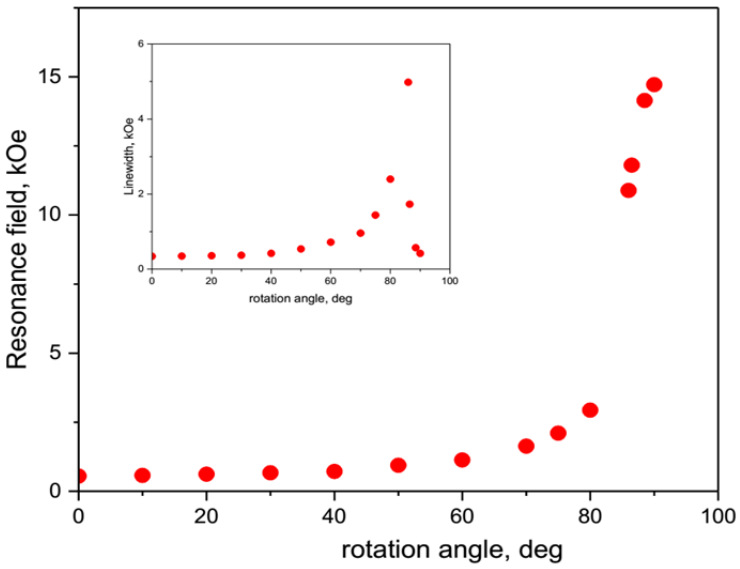


Рисунок 2. Угловая зависимость резонансного поля ФМР. На вставке угловая зависимость ширины линии ФМР.

Список использованных источников:

1. J. Sudagar, J. Lian, W. Sha, Electroless nickel, alloy, composite and nano coatings – A critical review, J. Alloys Compd. 571, 2013. – P. 183–204.
2. R.N. Yaroslavtsev, L.A. Chekanova, S. V. Komogortsev, R.S. Iskhakov, Effect of Sodium Hypophosphite Content to the Deposition Rate, Structure and Magnetic Properties of Electroless Deposited Ni-P Alloy, Solid State Phenom. 215, 2014 . – P. 237–241.
3. R.C. Agarwala, V. Agarwala, Electroless alloy/composite coatings: A review, Sadhana. 28, 2003. – P. 475–493.
4. P. Talagala, P.S. Fodor, D. Haddad, R. Naik, L.E. Wenger, P.P. Vaishnava, V.M. Naik, Determination of magnetic exchange stiffness and surface anisotropy constants in epitaxial Ni1−xCox(001) films, Phys. Rev. B. 66, 2002. – P. 144426.
5. S. V. Komogortsev, R.S. Iskhakov, K.A. Shaikhutdinov, V.K. Mal'tsev, A. V. Okotrub, A.G. Kudashov, U. V. Shubin, Magnetic properties of Ni x Co1 − x nanoparticles in carbon nanotubes, Phys. Met. Metallogr. 102, 2006. – P. 67–70.

УДК: 538.955

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНТЕРФЕЙСА СЛОИСТЫХ ТОНКИХ ПЛЕНОК Ni / Ge

Черниченко А.В.

к.ф.-м.н., доцент кафедры ОПД, Красноярский институт железнодорожного транспорта филиал ИрГУПС

Аннотация: *В работе показано, что на границе раздела, в интерфейсе, между слоями Ni и Ge тонких пленок Ni/Ge образуется ряд фаз. Эти фазы по составу сходны с соединениями Ni_3Ge, Ni_5Ge_2 и Ni_5Ge_3, которые оказывают влияние на наблюдаемые магнитные свойства пленок. Основные особенности этих свойств: низкотемпературный сдвиг петли гистерезиса и разность температурных зависимостей FC и ZFC при ~ 50 K, объясняются смещением магнитного порядка в интерфейсных слоях.*

Ключевые слова: *тонкие пленки, Ni/Ge, магнитные свойства пленок*

MAGNETIC PROPERTIES AND INTERFACE CHARACTERISTICS OF Ni/Ge LAYERED THIN FILMS

Chernichenko A.V.

Ph. D., associate professor of the department of OPD, Krasnoyarsk Railway Transport Institute, branch of Irkutsk State Transport University

Annotation: *It has been shown that a number of phases are formed in the interface between Ni and Ge layers. These phases are close to Ni_3Ge, Ni_5Ge_2, and Ni_5Ge_3, influencing on the magnetic properties of the films. Main peculiarities of these properties: the low temperature hysteresis loop shift and the difference between FC and ZFC magnetization temperature dependences are explained satisfactory by the magnetic order appearance in the interface layers.*

Keywords: *thin films, Ni/Ge, magnetic properties of films*

According to the modern tendencies in industry, Ge is a proper candidate to replace Si in some spintronic devices. Ge demonstrates the higher carrier mobility [1] and has a larger exciton Bohr radius comparing to Si [2]. Nickel germanide Schottky contacts are ideal for p-channel Ge metal-oxide-semiconductor field-effect transistor (MOSFET): the highest Schottky barrier for electrons combined with the close to zero barrier for holes were obtained with rapid thermal annealing technique [3]. These features attract the growing interest to the thin film structures based on Ge and its compounds with some metals, especially, with Ni (e.g., [4-7]). Along with the special electrical properties, magnetic characteristics of the films can be of interest because of their contribution to the structures functionality. Recently, we revealed several peculiarities in the temperature and magnetic field dependences of the layered Ni/Ge films magnetization [8] that were ascribed to the effect of the interface between Ni and Ge layers. The present work is aimed to elucidate the interface structure and the mechanism of its interaction with Ni layers

Ni/Ge and Ge/Ni/Ge/Ni/Ge films with different thicknesses of the component layers were fabricated with the ion-plasma sputtering technique described in Ref [8]. The X-ray fluorescent analysis (X-ray spectrometer S4 PIONEER, Bruker), EXAFS/XANES spectroscopy and X-ray reflectometry using synchrotron radiation station in the National Research Center «Kurchatov Institute», transmission electron-microscope (JEOL JEM-2100 (LaB6), energy dispersive X-ray spectrometer (Oxford Instruments INCA x-sight), and selected-area electron diffraction (SAED) were used to characterize films. Magnetic properties of the film samples were studied with a SQUID magnetometer, operating in the 4.2–300 K temperature range at a maximum applied magnetic field H = 1 kOe.

Table 1. The interplanar distances, d, obtained from SAED data for the Ni/Ge (9nm/14nm) film in comparison with data for Ni (Fm3m) and several NiGe compounds.

d, Å experiment	Ni (*Fm3m*) 00-004-0850	Ni_3Ge (*Pm3m*) 00-035-1359	Ni_5Ge_2 (*P*63*cm*) 04-007-4194	Ni_5Ge_3 (*C*2) 04-007-1419
2.797, 2.814				
2.027, 2.018	2.034	2.062	2.005	2.013, 2.016
1.952, 1.954			1.970	1.945
1.784	1.762	1.786		
1.413, 1.408				
1.262	1.246	1.262		
1.136				
1.056	1.062	1.077		
0.836	0.881	0.819		

Structural data have shown that Ni layers were polycrystalline of Fm3m face centered phase, Ge layers were amorphous, Ni and Ge oxides were detected in trace amounts. Intermediate layers of about 9 nm in thickness were shown to form between Ni and Ge layers. Micro-diffraction images of the layered samples cross-section images revealed not only all the reflections characteristic for Ni but also reflexes, which can be compared with some Ni oxides. According to the interplanar distances presented in Table 1, these could be Ni_3Ge, Ni_5Ge_2, Ni_5Ge_3. At that, Ni_3Ge and Ni_5Ge_3 are ferromagnetic with different temperature dependences of magnetization. In particular, the Ni_3Ge magnetization increases almost five times in the range 290 - 77 K. Therefore, the data obtained do not allow determining the interface structure unambiguously. However is clear that Ni layers border with Ni_xGe_y layers but not with Ge layers (Fig. 1). This neighborhood can effect in the layered films magnetic behavior essentially.

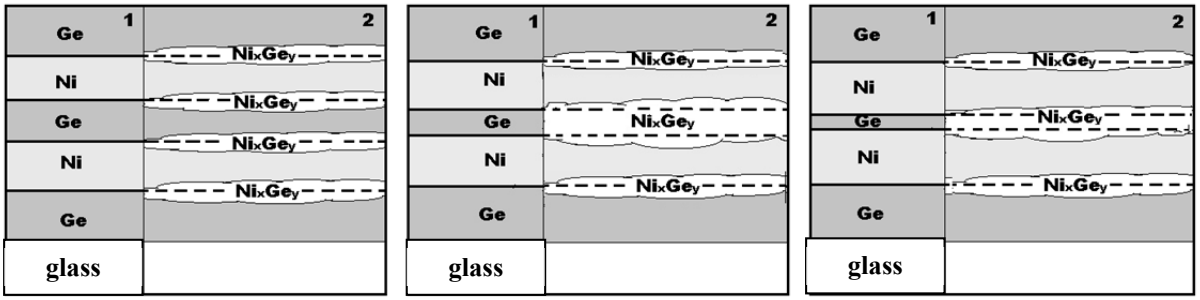


Fig. 1. Formation of an interface in a multilayer film Ni/Ge with different thickness of the intermediate layer Ge.

One of the most pronounced features of the layered films investigated is the low temperature hysteresis loop broadening and shift along the magnetic field axis (Fig. 2). The magnetization loop shift is observed usually in the film structures consisting of a ferromagnetic (FM) and the antiferromagnetic (AFM) layers or including magnetic soft and hard layers and explained by the exchange interaction between these layers [9, 10]. One can assume that the hard FM layer (for example, Ni_3Ge) in the boundary adjacent to a soft nickel layer, and the observed hysteresis loop shift is due to the exchange interaction between these layers. The processes of Ni layer magnetization in such situation depend on the direction of an external field with respect to the direction of the magnetic moment of the adjacent interface layer. When the magnetic moment of the hard FM layer and the external magnetic field are oriented in the same direction, the soft magnetic layer magnetized homogeneously in the same direction in relatively low magnetic field (Fig. 3). The change of the external magnetic field direction leads to the formation of the helical structure in the soft FM layer similar to the Bloch wall [11]. The helix pitch depends on the thickness of the soft layer and on the magnitude of the exchange interaction between adjacent layers. The increase in thickness of the soft FM reduces a degree of an influence of the hard FM layer on the soft layer magnetic state.

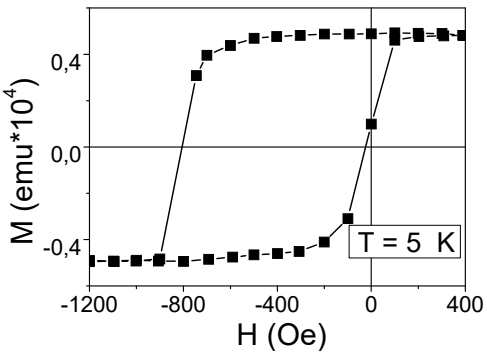


Fig. 2. Hysteresis loop of Ni/Ge 21nm/4nm film at T = 5 K.

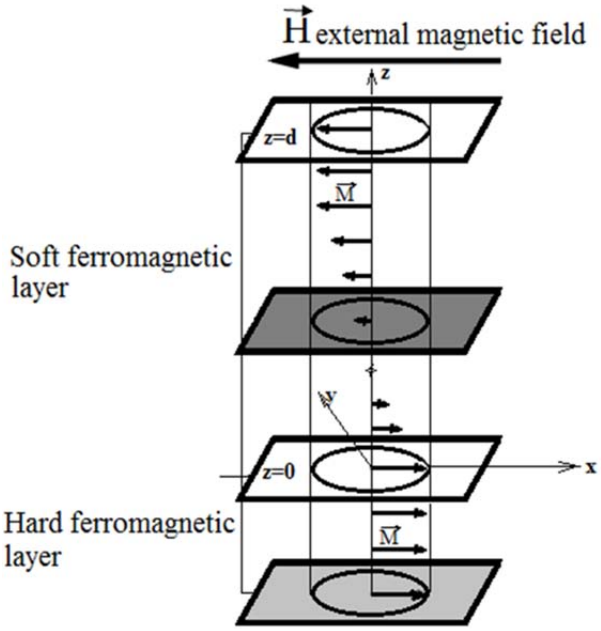


Fig. 3. The scheme of magnetic moment orientation in soft FM and hard FM layers when imposing a magnetic field in the direction opposite to magnetization of a hard FM layer.

Earlier in the work [8] we observed: the abrupt decrease of a magnetic saturation field in the layered films in comparison with Ni films when a magnetic field is applied normally to the surface of a sample. This effect is observed already at the room temperature. The similar behavior can testify to existence of perpendicular anisotropy in samples that is confirmed also by temperature dependence of magnetization of films. While for the Ni film FC and ZFC curves, measured at H = 600 Oe, coincide with each other, there are strong difference between FC and ZFC M (T) curves for two- and five-layered films. This effect is observed at all directions of the external magnetic field relatively to characteristic directions in the sample. ZFC M (T) curves coincide with FC M (T) at some temperature T_{ir} ~ 50 K, which depends significantly on the magnetic field value and its direction. Broadening and change of a hysteresis loop shape in the process of the temperature decrease at the magnetization reversal in the sample plane for the both mode of cooling. The appearance at low temperatures of hysteresis loop asymmetry and its shift along the magnetic field axis, so-called exchange shift, for the mode of FC cooling. The observed peculiarities can be explained by the formation at low

temperatures of the hard ferromagnetic (FM) order in Ni_xGe_y compound close to the rough interlayer boundary and can be caused by exchange interaction.

The work was supported by the Grant of the President of the Russian Federation no. NSh-7559.2016.2, and the Ministry of Education and Science of the Russian Federation, project no. 1362.

REFERENCES

1. Sze S.M and Ng K.K., Physics of Semiconductor Devices, Wiley, New York, 2007, P. 789.
2. Maeda Y., Tsukamoto N., Yazawa Y., Kanemitsu Y., and Masumoto Y. Visible photoluminescence of Ge microcrystals embedded in SiO2 glassy matrices // Appl. Phys. Lett. – 1991. - № 59. - P. 3168-3170.
3. Gajula D.R., McNeill D.W., Coss B.E., Dong H., Jandhyala S., Kim J., Wallace R.M., and Armstrong B.M. Low temperature fabrication and characterization of nickel germanide Schottky source/drain contacts for implant-less germanium p-channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistors // Appl. Phys. Lett. – 2012. № 100. - P. 192101 (1-3).
4. De Schutter B., Devulder W., Schrauwen A., van Stiphoub K., Perkisas T., Bals S., Vantomme A., Detavernier C. Phase formation in intermixed Ni-Ge thin films: influence of Ge content and low-temperature nucleation of hexagonal nickel germanides // Microelectronic Engineering – 2014. - № 120. - P. 168-173.
5. Kazan S., Kocaman B., Parabaş A., Yıldız F., Aktaş B. Magnetic and structural characterization of Ni (1− x) Gex thin film // J. Magn. Magn. Mater. – 2015. - № 73. - P. 164-168.
6. Yunsheng Deng, Osamu Nakatsuka, Jun Yokoi, Noriyuki Taoka, Shigeaki Zaima. Epitaxial formation and electrical properties of Ni germanide/Ge (110) contacts // Thin Solid Films. – 2014. - № 557. - P. 84-89.
7. Phyllis S. Y. Lim, Dong Zhi Chi, Poh Chong Lim, Xin Cai Wang, Taw Kuei Chan, Thomas Osipowicz, and Yee-Chia Yeo. Formation of epitaxial metastable NiGe2 thin film on Ge(100) by pulsed excimer laser anneal // Appl. Phys. Lett. – 2010. - № 97. - P. 182104 (1-3).
8. Edelman I.S., Velikanov D.A., Chernichenko A.V., Marushchenko D.A., Eremin E.V., Turpanov I.A., Bondarenko G.V., Greben'kova Yu.E., and Patrin G.S. Magnetic and magneto-optical properties of Ni-Ge layered films. // Physica E. – 2010. - № 42. - P. 2301-2306.
9. Meiklejohn W.H, Bean C.P. New Magnetic Anisotropy // Phys. Rev. – 1957. - № 105. - P. 904-908.
10. Nogues J., Sort J., Langlais V., Skumryev V., Surinach S., Munoz J.S., and Baro M.D. Exchange bias in nanostructures // Physics Reports. – 2005. - № 422 (3). - P. 65-117.
11. Hubert A. and Schäfer R., Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer, 2008, P. 216.

УДК 537.624

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ GMR СОПРОТИВЛЕНИЯ В СПИН-ТУННЕЛЬНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЕ ПРИ ЕЕ НЕКОГЕРЕНТНОМ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ

аспирант **Шевцов В.С.,** доцент **Поляков О.П.,** профессор **Поляков П.А.**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова», физический факультет, Москва, Россия

г.н.с. **Касаткин С.И.,** м.н.с. **Шевцов В.С.,** с.н.с. **Поляков О.П.**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Институт проблем управления им. В.А. Трапезникова Российской академии наук», Москва, Россия

начальник отдела **Амеличев В.В.,** начальник лаборатории **Костюк Д.В.,** н.с. **Васильев Д.В.,** м.н.с. **Казаков Ю.В.**

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва, Россия

Аннотация. *В работе найдена теоретическая зависимость GMR сопротивления спин-туннельной гетероструктуры при ее некогерентном перемагничивании. Проведено сравнение данной теоретической зависимости с типичными экспериментальными кривыми GMR сопротивления и с классической теорией Стонера–Вольфарта когерентного перемагничивания. Было показано, что расчет на основе модели некогерентного перемагничивания демонстрирует лучшее сходство с экспериментальными данными.*

Ключевые слова: *спинтроника, гигантское магнитосопротивление, спин-туннельные магниторезистивные элементы*

INVESTIGATION OF GMR RESISTANCE CHANGING IN SPIN-TUNNEL HETEROSTRUCTURE WITH INCOHERENT MAGNETIZATION

postgraduate **Shevtsov V.S.,** associate professor **Polyakov O.P.,** professor **Polyakov P.A.**

Federal State Budget Educational Institution of Higher Education M.V.Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia.

main researcher **Kasatkin S.I.,** junior researcher **Shevtsov V.S.,** senior researcher **Polyakov O.P.**

V.A. Trapeznikov Institute of Control Sciences of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia.

department head **Amelichev V.V.,** laboratory head **Kostyuk D.V.,** researcher **Vasil'ev D.V.**, junior researcher **Kazakov Y.V.**

Scientific-Manufacturing Complex "Technological Centre», Moscow, Russia.

Annotation. *The theoretical dependence of the spin-tunnel heterostructure GMR resistance with incoherent magnetization reversal is found. This theoretical dependence is compared with typical experimental GMR resistance curves and with the classic Stoner–Wohlfarth theory of coherent magnetization reversal. It was shown that the calculation based on the model of incoherent magnetization reversal demonstrates better similarity with the experimental data.*

Keywords: *spintronics, giant magnetoresistance, spin-tunnel magnetoresistive elements*

В настоящее время широкое применение в спинтронике находят спин-туннельные гетероструктуры [1-3]. Типичные экспериментальные зависимости изменения GMR сопротивления в таких структурах при их перемагничивании имеют вид, изображенный на рис. 1 (пунктирные линии). Как правило, при теоретическом анализе этой зависимости используют модель когерентного вращения вектора намагниченности свободного слоя в рамках теории Стонера–Вольфарта [4]. На рис. 1 (сплошные линии) изображены теоретические зависимости сопротивления от величины внешнего магнитного поля, полученные в рамках этой теории. Качественно эта теория удовлетворительно описывает основные особенности гистерезиса GMR сопротивления, но количественно экспериментальные кривые изменяются более плавно. В этой работе сделана попытка объяснить это расхождение наличием некогерентного изменения вектора намагниченности в свободном слое.

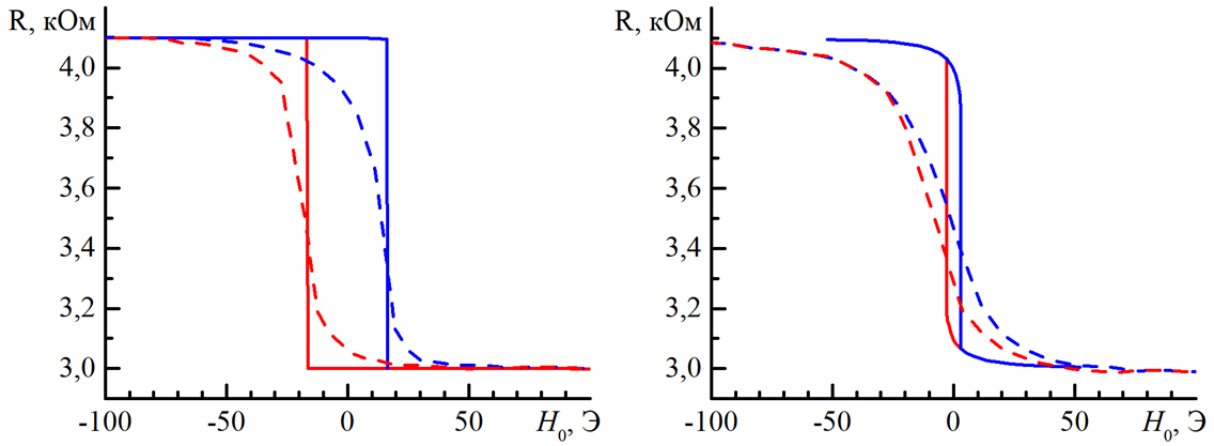


Рис. 1. Зависимости изменения GMR сопротивления R CTMP элемента при $H_\perp$ = 0 (а) и $H_\perp$ = 10 Э (б) от величины внешнего магнитного поля H_0. Пунктирными линиями показаны экспериментальные зависимости, сплошными линиями – теоретические, рассчитанные в рамках модели Стонера–Вольфарта.

В работе исследуется GMR сопротивление спин-туннельной магниторезистивной (CTMP) наноструктуры следующей конфигурации: Ta(10 нм)/CoFe(2 нм)/CoFeB(3 нм)/ MgO(3,5 нм)/CoFeB(3 нм)/Ru(0,85 нм)/CoFe(2 нм)/FeMn(10 нм)/Ta(10 нм). Данный CTMP элемент содержит так называемую синтетическую антиферромагнитную структуру, состоящую из двух противоположно намагниченных слоев (CoFe и CoFeB), связанных косвенным антиферромагнитным взаимодействием через слой рутения (Ru). Это позволяет исключить (или существенно уменьшить) влияние магнитостатического поля фиксирующего магнитного слоя на свободный слой CTMP элемента.

Нанослои CTMP элемента имеют форму эллипсов с полуосями a = 12 мкм и b =6 мкм. Ось обменной (однонаправленной) анизотропии (ООА) между антиферромагнитным слоем (FeMn) и ферромагнитным слоем (CoFe) и ось легкого намагничивания (ОЛН) свободного слоя CoFeB направлены вдоль большей полуоси a эллипсов. Вдоль оси трудного

намагничивания (вдоль полуоси b эллипсов) прикладывается постоянное магнитное поле $\vec{H}_{\perp}$. Вдоль ОЛН прикладывается внешнее магнитное поле $\vec{H}_0$, которое изменяет ориентацию вектора намагниченности $\vec{M}$ свободного слоя, в результате чего возникает неоднородное распределение намагниченности.

Неоднородное перемагничивание моделировалось в рамках микромагнитной двумерной теории с использованием метода динамического установления, основанного на решении динамического уравнении Ландау–Лифшица–Гильберта. Для этого использовался распространенный программный пакет OOMMF [5]. В результате расчетов действительно было зафиксировано возникновение неоднородных магнитных структур в свободном слое. Одна из таких структур представлена на рис. 2.

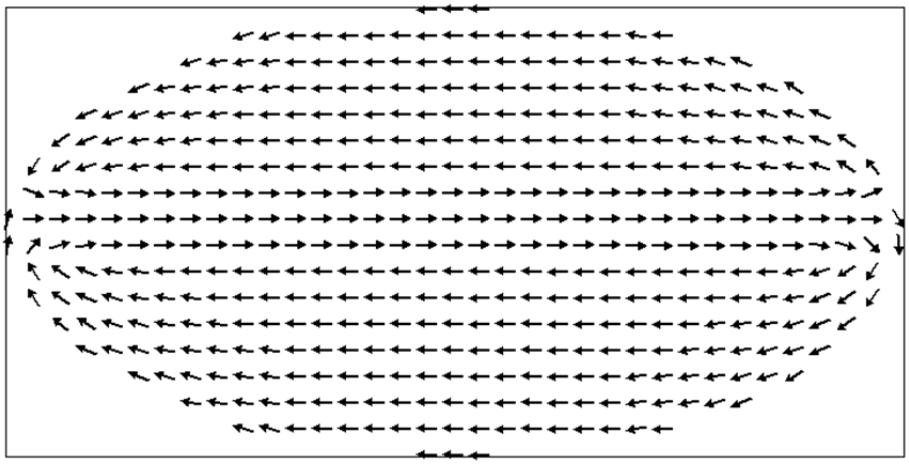


Рис. 2. Неоднородное распределение намагниченности в свободном слое, рассчитанное с использованием программного пакета OOMMF, при $H_{\perp} = 0$ и $H_0 = 16$ Э.

Расчет зависимости GMR сопротивления СТМР структуры от величины внешнего магнитного поля производился на основе полученных распределений намагниченности с использованием известной формулы:

$$\frac{\Delta R}{R_0} = 0{,}5\frac{\Delta\rho}{\rho}(1 - \cos\varphi)$$

где φ – угол между векторами намагниченности фиксированной и свободной соседних магнитных пленок, R_0 – минимальное сопротивление СТМР элемента при параллельном расположении векторов намагниченности в соседних слоях ($\varphi = 0$), ΔR – изменение сопротивления СТМР элемента, $\Delta\rho/\rho$ – величина GMR эффекта.

На рис. 3 представлены результаты теоретических расчетов изменения GMR сопротивления при некогерентном перемагничивании свободного слоя спин-туннельной гетероструктуры, которая значительно лучше приближается к экспериментальной кривой.

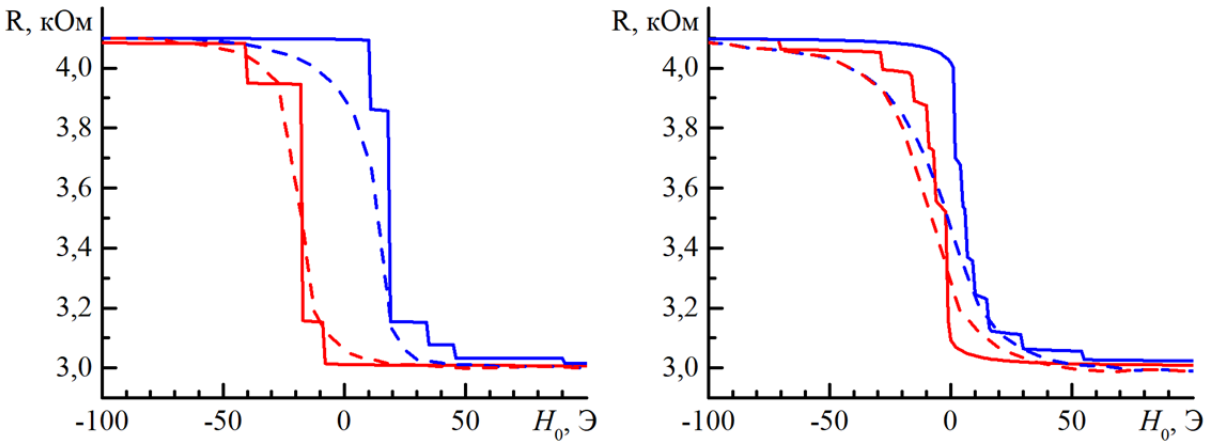


Рис. 3. Зависимости изменения GMR сопротивления R СТМР элемента при $H_\perp = 0$ (а) и $H_\perp = 10$ Э (б) от величины внешнего магнитного поля H_0. Пунктирными линиями показаны экспериментальные зависимости, сплошными линиями – теоретические, рассчитанные в рамках модели некогерентного перемагничивания с использованием пакета OOMMF.

Можно отметить, что график принял ступенчатый вид, что связано особенностью перемагничивания эллипсоида (рис. 2). При изменении внешнего магнитного поля происходит резкое перемагничивание определенных участков эллипсоида, в результате чего направление намагниченности в этих областях меняется практически на противоположное.

Список использованных источников:

1. Scheike T., Xiang Q., Wen Z. et al. Exceeding 400% tunnel magnetoresistance at room temperature in epitaxial Fe/MgO/Fe(001) spin-valve-type magnetic tunnel junctions / Applied Physics Letters. – 2021. – Vol. 118. –Iss. 4. – P. 042411.
2. Limeira V.P.C., Nagamine L.C.C.M., Geshev J. et al. Misaligned anisotropies in spin-valve films studied through magnetoresistance and magnetization measurements / Journal of Physics: Condensed Matter. – 2019. –Vol. 31, – No. 26. –P. 265802.
3. Luong V.S., Nguyena A.T., Hoang Q.K. et al. Magnetoresistive performances in exchange-biased spin valves and their roles in low-field magnetic sensing applications / Journal of Science: Advanced Materials and Devices. – 2018. – Vol. 3, – Iss. 4. – P. 399-405.
4. Stoner E.C., Wohlfarth E.P. A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys./ Philosophical Transactions of the Royal Society A.–1948. –Vol. 240. – Iss. 826.– P. 599-642.
5. The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF). https://math.nist.gov/oommf/

УДК 539.216.2:537.622.4

ГИСТЕРЕЗИС НАМАГНИЧЕННОСТИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ДВУХСЛОЙНОЙ ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЁНКЕ ПРИ ВИХРЕВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Шульга Н.В.

к.ф.-м.н., научный сотрудник лаборатории антиферромагнетиков и ферритов,
Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН

Дорошенко Р.А.

д.ф.-м.н., профессор, зав. лабораторией антиферромагнетиков и ферритов,
Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН

Аннотация. *Проведено численное исследование процесса перемагничивание двухслойной обменно-связанной ферромагнитной плёнки. Для вихревого распределения намагниченности рассчитана электрическая поляризация. Обнаружено наличие гистерезиса как для намагниченности, так и для электрической поляризации. Особенности полученных зависимостей от поля объяснены неоднородностью изменения намагниченности в слоях.*

Ключевые слова: *двухслойная ферромагнитная пленка, неоднородный магнитоэлектрический эффект, электрическая поляризация, гистерезис*

HYSTERESIS OF MAGNETIZATION AND ELECTRIC POLARIZATION IN A TWO-LAYER FERROMAGNETIC FILM WITH VORTEX DISTRIBUTION OF MAGNETIZATION

Shul'ga N. V.

PhD,
researcher, laboratory of antiferromagnets and ferrites,
Institute of Molecule and Crystal Physics, Ufa Federal Research Center,
Russian Academy of Sciences

Doroshenko R. A.

Dr.Sc., professor,

head of laboratory of antiferromagnets and ferrites,
aInstitute of Molecule and Crystal Physics, Ufa Federal Research Center,
Russian Academy of Sciences

Annotation. *A numerical study of the process of magnetization reversal of a two-layer exchange-coupled ferromagnetic film is carried out. Electric polarization was calculated for the vortex distribution of magnetization. The presence of hysteresis was found for both magnetization and electric polarization. The features of the obtained dependences on the field are explained by the inhomogeneity of the change in the magnetization in the layers.*

Keywords: *two-layer ferromagnetic film, inhomogeneous magnetoelectric effect, electric polarization, hysteresis*

Один из механизмов возникновения электрической поляризации – предсказанный Барьяхтаром [1] и затем широко исследовавшийся неоднородный магнитоэлектрический эффект. Магнитоэлектрический эффект может реализовываться в структурах с неоднородным распределением намагниченности: доменных границах, скирмионах, вблизи границы раздела магнитных сред и в магнитных вихрях. Образование вихрей и их свойства были исследованы нами для двухслойных ферромагнитных плёнок.

Слои исследованной плёнки отличаются знаком одноосной анизотропии, чья ось перпендикулярна её плоскости. Кубическая анизотропия одинакова для обоих слоёв и имеет ориентацию [100]. Таким образом энергия системы включает в себя: энергию одноосной анизотропии, энергию Зеемана, энергию дипольного взаимодействия, энергию обменного взаимодействия и энергию межслойного обменного взаимодействия. Расчет были выполнены для двухслойной пленки, параметры которой характерны для пленки феррита-граната, намагниченности насыщения слоёв: $M_1 \approx 30$ Гс, $M_2 \approx 70$ Гс, – константа обменного взаимодействия $\alpha \approx 10^7$ эрг/см, константы одноосной анизотропии слоёв: $Ku,_1 \approx 2\times10^4$ эрг/см^3, $Ku,_2 \approx -7\times10^4$ эрг/см3, константа межслойного обменного взаимодействия $J = 1$ см$^{-1}$. Константы кубической анизотропии K_{cub} варьировались от -7×10^4 эрг/см^3 до 7×10^4 эрг/см^3. Плёнка квадратная в поперечном сечении. Координаты x и y находятся в плоскости плёнки, а координата z перпендикулярна её и совпадает с осью одноосной анизотропии. Поперечные размеры плёнки варьировались от 150 до 550 нм, а толщина изменялась от 100 нм до 350 нм.

Распределение намагниченности рассчитывалось численно. Расчеты производились в пакете программ трёхмерного моделирования OOMMF [2] с дискретизацией на прямоугольной сетке с шагом 5 нм по координатам x и y и 3 нм по координате z.

Было обнаружено, что в такой плёнке в отсутствии магнитного поля может реализовываться два типа распределения намагниченности. Это однородное в плоскости плёнки распределение намагниченности. При этом на границе раздела слоев возникает неоднородность намагниченности по толщине плёнки. Эта неоднородность является источником магнитоэлектрического эффекта, который был исследован в статье [3].

Второй тип распределения намагниченности – вихревой образуется при перемагничивании плёнки из состояния насыщения вдоль лёгкой оси в противоположном направлении. Был исследован гистерезис намагниченности при таком перемагничивании, а также гистерезис компоненты поляризации перпендикулярный плоскости плёнки. Поляризация в соответствии с работой [4] рассчитывалась по формуле:

$$\mathbf{P} = \gamma\chi_e\left[(\mathbf{M}\nabla)\mathbf{M} - \mathbf{M}(\nabla\mathbf{M})\right] \quad (1)$$

Здесь χ_e – электрическая поляризуемость, γ – коэффициент неоднородного магнитоэлектрического взаимодействия. Далее рассматривался вектор поляризации отнесённый к произведению этих величин и квадрата намагниченности насыщения слоя: $\mathbf{P}\rightarrow \mathbf{P}/\gamma\chi_e M_i^2$, размерность приведенной поляризации – см$^{-1}$. Средняя поляризация вычисляется по формуле:

$$\overline{\mathbf{P}} = \frac{1}{V}\int_V \mathbf{P}(x,y,z)\,dx\,dy\,dz \quad (2)$$

Проведён расчёт перемагничивания плёнки из состояния насыщения вдоль оси z в противоположном направлении и обратно. На рис. 1а представлены полученные зависимости от величины внешнего магнитного поля z-составляющей средней поляризации плёнки, обладающей только одноосной, а также комбинированной одноосной и кубической анизотропией. А на рис. 1б соответствующие зависимости приведённой намагниченности слоёв. Чтобы не загромождать рисунок представлены только зависимости для плёнок, обладающих комбинированной одноосной и кубической анизотропией. Гистерезис обнаруживается в небольших полях. На зависимостях z-составляющей средней поляризации видны локальные экстремумы в поле направленном противоположно тому, из которого происходит перемагничивание. В

зависимости от соотношения размеров плёнки, а также параметров анизотропии может наблюдаться гистерезис электрической поляризации с изменением знака поляризации. Это наблюдается для образцов, обладающих только одноосной анизотропией, чьи толщины меньше поперечных размеров. При этом намагниченность в большей части слоя с анизотропией «лёгкая плоскость» успевает развернуться по полю, но в ядре вихря всё ещё присутствует намагниченность, ориентированная в противоположном направлении. Для образцов, чья толщина больше поперечных размеров, а также образцов обладающих кубической анизотропией изменения знака поляризации не происходит. Это связано с тем, что вблизи нулевого поля формируется вихрь в обоих слоях плёнки и намагниченность остаётся развёрнутой против поля, везде, за исключением периферии нижнего слоя плёнки, поэтому поляризация плёнки оказывается преимущественно положительной.

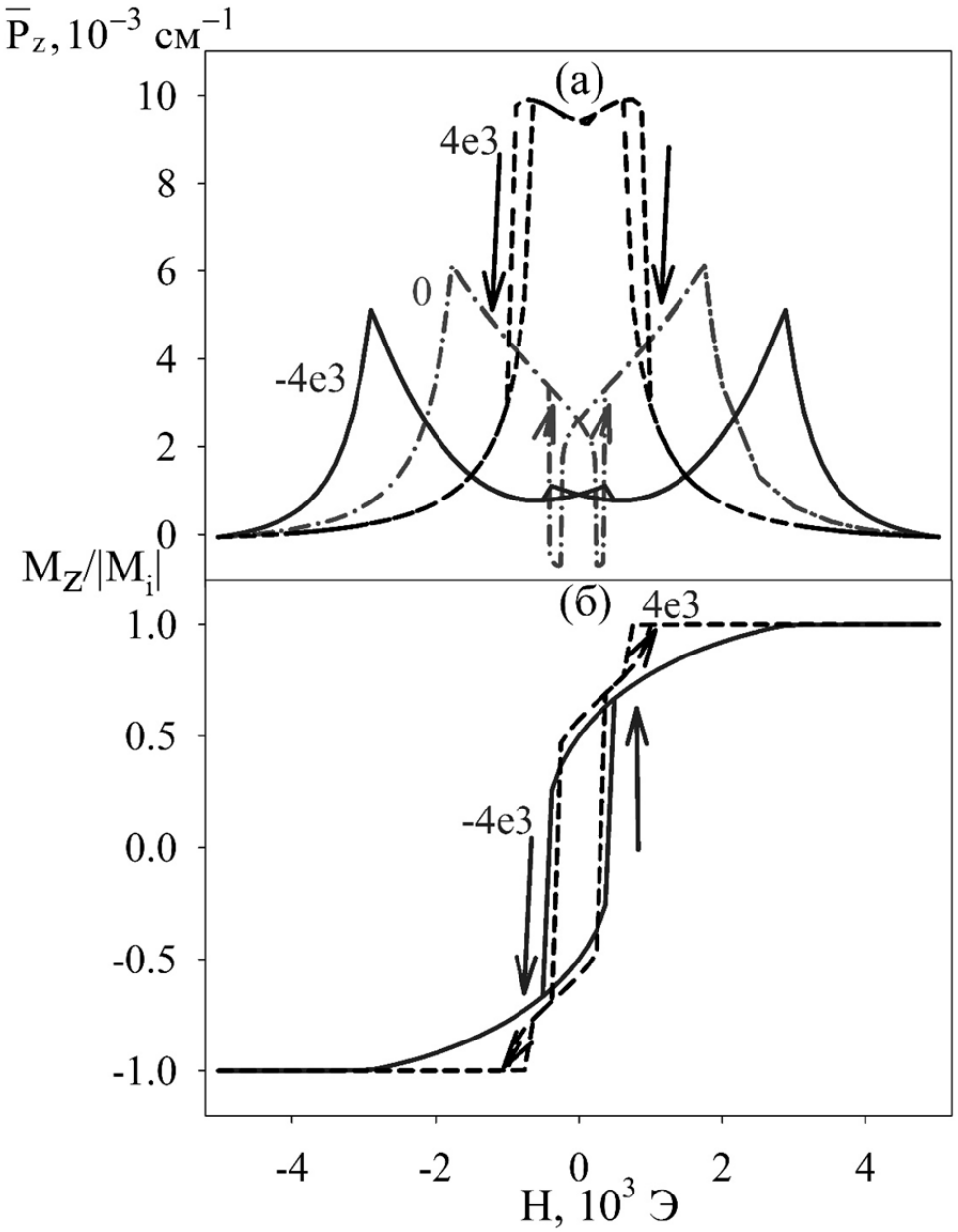


Рис. 2. Рис.1. а) Зависимость средний поляризации от величины внешнего магнитного поля. б) Зависимость приведённой намагниченности слоёв от величины внешнего магнитного поля. Величины констант кубической анизотропии указаны рядом с соответствующими кривыми. Образец 200×200×120 нм.

При увеличении константы кубической анизотропии отмечается значительный рост средней поляризации и смещение её максимума в область низких полей. Аналогичный эффект наблюдается при уменьшении поперечных размеров одноосной плёнки при неизменной толщине. Максимумы средней поляризации отмечают начало формирования магнитного вихря в слое с анизотропией типа «лёгкая ось».

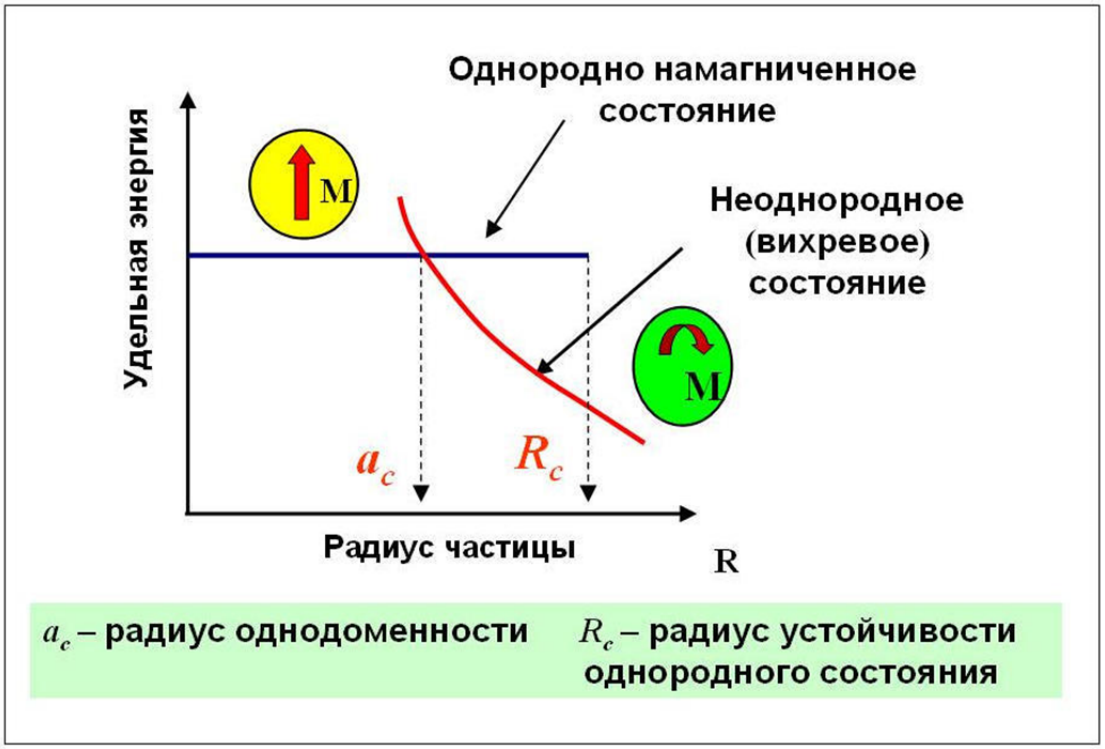
Представленная на рис. 1б зависимость z-составляющей приведённой намагниченности от величины внешнего магнитного поля также демонстрирует наличие гистерезиса. В работах [5, 6] были приведены распределения поляризации по слоям при перемагничивании плёнки, обладающей только одноосной анизотропией.

Список использованных источников:

1. Барьяхтар В.Г., Львов В.А., Яблонский Д.А. Теория неоднородного магнитоэлектрического эффекта // Письма в ЖЭТФ. – 1983. – Т. 37. – № 12. С. 565–567.
2. Donahue M.J., Porter D.G. OOMMF User's Guide. Version 1.0 – NISTIR 6376. National institute of standards and technology. Gaithersburg, MD, 1999.
3. Gareeva Z.V., Mazhitova F.A., Doroshenko R.A., Shulga N.V. Electric polarization in bi-layered ferromagnetic film with combined magnetic anisotropy // J. Magn. Magn. Mater. – 2015. – V. 385 – P. 60–64.
4. Mostovoy M. Ferroelectricity in spiral magnets // Phys. Rev. Lett. – 2006. – V. 96. – № 6. P. 067601-1–067601-4.
5. Shul'ga N.V., Doroshenko R.A. Electric polarization in two-layer bounded ferromagnetic film // J. Magn. Magn. Mater. – 2019. – V. 471. – P. 304–309.
6. Шульга Н.В., Дорошенко Р.А. Гистерезис электрической поляризации в двухслойной ферромагнитной пленке при вихревом распределении намагниченности // ФММ. – 2020. – Т. 121. – № 6. – С. 583–588.

Какого размера должна быть частица, чтобы отчетливо проявились ее специфические свойства, и ее можно было бы называть «малой»?

Из Vuzlit.ru



МАЛЫЕ МАГНИТНЫЕ ЧАСТИЦЫ

УДК 538.91

ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ФЕРРИТИЗАЦИИ ПОРОШКОВ СТРОНЦИЕВЫХ ФЕРРИТОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПО КРИОХИМИЧЕСКОЙ ТЕХНОЛОГИИ, НА РАЗМЕРЫ И МОРФОЛОГИЮ ИХ ЧАСТИЦ

Рыбаков А.В.

к. ф.-м. н., директор физико-математического института
Астраханского государственного университета

Матвеев Д.Ю.

к. ф.-м. н., доцент кафедры общей физики Астраханского государственного университета

Алыкова О.М.

к. п. н., доцент, доцент кафедры общей физики Астраханского государственного университета

Смирнов В.В.

д.п.н., к. ф.-м. н., доцент, заведующий кафедрой материаловедения и технологии сварки
Астраханского государственного университета.
Профессор кафедры математических и естественнонаучных дисциплин
Каспийского института морского и речного транспорта

Аннотация. *В данной работе проведено исследование влияния продолжительности и температуры ферритизации высокодисперсных порошков на размеры и морфологию получаемых частиц стронциевых ферритов*

Ключевые слова*: гексагональные ферриты, криохимическая технология, ферритизация, морфология частиц*

INFLUENCE OF THE CONDITIONS OF FERRITIZATION OF STRONTIUM FERRITE POWDERS OBTAINED BY CRYOCHEMICAL TECHNOLOGY ON THE SIZE AND MORPHOLOGY OF THEIR PARTICLES

Rybakov A.V.

Ph.D. in Physics and Mathematics, Director of the Physical and Mathematical Institute of Astrakhan State University

Matveev D. Yu.

Ph.D. in Physics and Mathematics, Associate Professor, Department of General Physics, Astrakhan State University

Alykova O. M.

Ph.D., Associate Professor, Department of General Physics, Astrakhan State University

Smirnov V. V.

Doctor of Education, Ph.D. in Physics and Mathematics, Associate Professor, head of Department of materials science and technology of welding the Astrakhan State University.
Professor of the Department of Mathematical and Natural Sciences of the
Caspian Sea and River Transport Institute

Annotation. *In this paper, the influence of the duration and temperature of ferritization of highly dispersed powders on the size and morphology of the obtained strontium ferrite particles is studied*

Keywords: *hexagonal ferrites, cryochemical technology, ferritization, particle morphology*

Введение. В обширном исследовании Смита и Вейна [1] выделяются следующие типы гексагональных ферритов: M ($AFe_{12}O_{19}$), W ($AMe_2Fe_{16}O_{27}$), X ($A_2Me_2Fe_{28}O_{46}$), Y ($A_2Me_2Fe_{12}O_{22}$), Z ($A_3Me_2Fe_{24}O_{41}$), U ($A_4Me_2Fe_{36}O_{60}$), где A = Ba, Sr, La и Me двухвалентный переходный металл. Кристаллическая структура гексагонального феррита W-типа очень сложна и может рассматриваться как комбинация блоков R и S вдоль гексагональной оси C со структурой RSSR * S * S *, где R - трехкислородный слой блок состава $BaFe_6O_{11}$, S (блок шпинели) представляет собой блок с двумя кислородными слоями состава Fe_6O_8, а '*' означает, что соответствующий блок повернут на 180 градусов вокруг гексагональной оси.

Зависимость морфологии и распределения по размерам частиц образцов гексагональных ферритов W-типа от условий синтеза представляет на наш взгляд значительный интерес, так как позволяет правильно организовать технологический процесс получения гексаферритов для определенных применений. В рамках данной работы указанная зависимость проанализирована как по имеющимся литературным данным, так и на собственных образцах, полученных с использованием криохимической технологии [2-5].

Методика получения образцов. Синтез образцов гексагональных ферритов W-типа проводился с использованием криохимической технологии, на одном из этапов которой происходит растворения исходного вещества (или веществ) в растворителе для достижения максимально возможной степени смешивания компонентов в гомогенном растворе, в котором гарантирована высокая точность соответствия заданного состава. Качество такого рода материалов во многом обеспечивается чистотой продуктов синтеза, строгим соответствием составов исходного раствора и получаемой керамики, высокой дисперсностью продуктов сублимационного обезвоживания, а также упорядоченностью химической и геометрической структуры.

Для приготовления раствора были использованы нитраты стронция, железа Ni и Zn. Растворы смешивались в стехиометрическом для конечного продукта соотношении. Раствор в виде монодисперсного потока капель подвергался криокристаллизации и последующей сублимационной сушке. Сублимационная сушка проводилась в сублиматорах типа ТГ-15 и Labconco 6. Сублимационное обезвоживание криогранул происходило при давлении P = 1,5 Па и температуре от 230 К (начало процесса) до 363 К (в конце сушки). После сублимации проводились термическое разложение и ферритизация при температуре 1100, 1200 и 1300 °C в муфельной печи, снабженной системой вентиляции.

Для получения ферритовых порошков с узким распределением частиц по размерам было решено модифицировать криохимическую технологию, вводя в раствор нитратов поливиниловый спирт. Такая добавка должна была препятствовать стеклованию на стадии сублимации. При добавлении ПВС после сублимации при тех же условиях, что и в первом случае, был получен мелкий порошок, хорошо отделяемый от поддона. Далее порошок был подвержен истиранию в ступке, последующему разложению и ферритизации при температурах 1100, 1200 и 1300 °C в течении 2, 4 и 10 часов. После отжига порошок подвергался измельчению истиранием и был помещен в ультразвуковую ванну. Продолжительность процесса не превышала 20 минут при частоте ультразвукового воздействия 20 – 25 кГц. Сушка ферритового порошка проводилась при температурах 353 – 373 К до остаточной влажности не больше 2 массовых %. В результате синтеза были получены образцы гексагональных ферритов системы $SrMeFe_{16}O_{27}$ где в качестве Me был использован Co частично замещаемый Ni. Таким образом, для образования гексагонального феррита стронция W-типа

существуют определенные условия, зависящие от метода синтеза. Для получения дисперсного порошка необходимо задерживать рост кристаллов, либо введением дополнительных добавок, либо уменьшением температуры и продолжительности отжига.

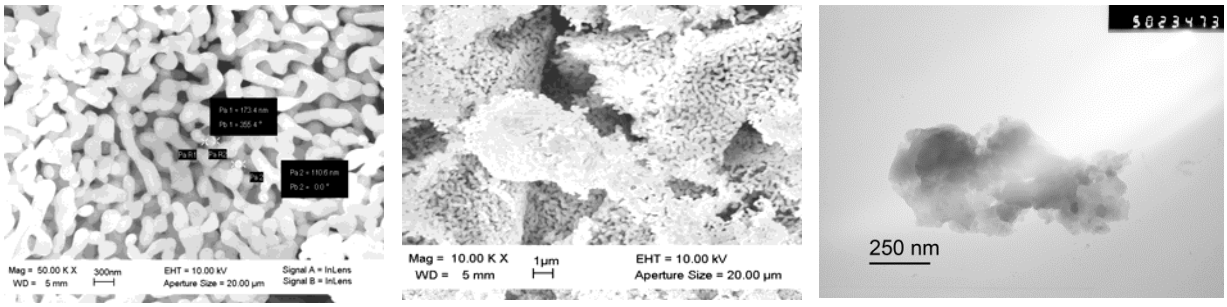


Рис. 1. Микрофотографии гексаферрита W-типа, полученного при отжиге 1200 °С в течении 10 часов

Результаты и обсуждение. Микроструктура полученных образцов была исследована методом сканирующей электронной микроскопии высокого разрешения на микроскопе SUPRA 50VP с системой микроанализа INCA Energy+ (Oxford). Микрофотографии полученных порошков показывают, что их частицы представляют собой крупные образования размерами до 30 мкм. Однако на снимках большего разрешения видны мелкие включения до 300 нм. Таким образом, порошки, полученные при отжиге сублимата, синтезированного по криохимической технологии без добавления дополнительных компонентов состоят из частиц с широким распределением по размерам. Для примера на рис. 1 приведена микрофотография порошка гексаферрита W-типа, полученного при отжиге 1200 °С в течении 10 часов. На рис. 2 приведены усредненные кривые зависимости морфологии и размеров частиц порошка от условий синтеза.

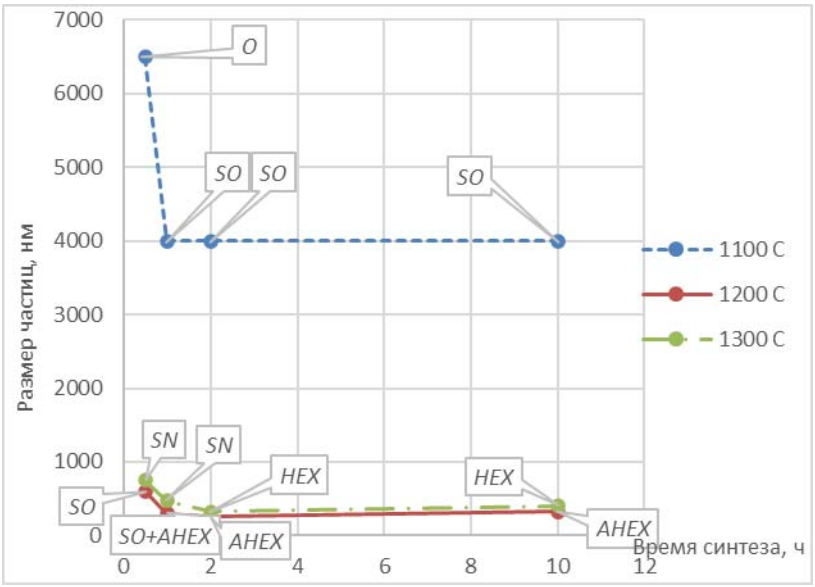


Рис. 2. Усредненные кривые зависимости морфологии и размеров частиц порошка от условий синтеза

Заключение. Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

- на размеры и форму частиц гексагональных ферритов влияет температура и продолжительность синтеза, а данное воздействие возможно объяснить не только

образованием различных фаз, но и процессами роста кристаллов или явлением агломерации мелких частиц порошка;

- для порошков гексагонального феррита W-типа, полученных по криохимической технологии существует область температур и значений продолжительности синтеза, в которой происходит минимизация размеров частиц – около 1200° С и около 2 часов синтеза.

Список использованных источников:

1. Smit, J. and Wijn, H.P.J. (1959) Ferrites. Philips Technical Library, Eindhoven, 150.
2. Булатов, М. Ф. Микроструктура замещенных ферритов стронция w-типа, синтезированных с использованием криохимической технологии / М. Ф. Булатов, А. В. Рыбаков // Прикаспийский журнал: управление и высокие технологии. – 2012. – № 2(18). – С. 108-114.
3. Рыбаков, А. В. Влияние замещения на магнитные свойства гексаферритов $SrNi_xCo_{2-x}Fe_{16}O_{27}$ (x=0; 0,2; 0,4; 0,6; 0,8) / А. В. Рыбаков, М. Ф. Булатов, А. К. Шамышев // Естественные науки. – 2012. – № 2(39). – С. 210-213.
4. Булатов, М. Ф. Структура и магнитные свойства гексагональных ферритов стронция w-типа, синтезированных с использованием криохимической технологии / М. Ф. Булатов, А. В. Рыбаков // Естественные науки. – 2012. – № 2(39). – С. 206-210.
5. Рыбаков, А. В. Свойства замещенных ферритов стронция w-типа / А. В. Рыбаков, М. Ф. Булатов // Вестник Таджикского технического университета. – 2012. – № 1(17). – С. 139-144.

УДК 314.748

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОВЕДЕНИЯ АНСАМБЛЕЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ С КУБИЧЕСКИМ ТИПОМ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

Губанова Е.М.

аспирант,
Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»

Рытов Р.А.

аспирант,
Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС»

Эпштейн Н.Б.

д-р фармацевт. наук, профессор,
Национальный Исследовательский Ядерный Университет «МИФИ»

Усов Н.А.

д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник,
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Пушкова,
Российская академия наук, ИЗМИРАН

Аннотация. *В данной работе были выполнены подробные расчеты удельной поглощаемой мощности (SAR) разреженного ансамбля наночастиц железа с кубическим типом магнитной анизотропии, диспергированных в жидкости, в зависимости от диаметра частиц, амплитуды переменного магнитного поля H_0 и вязкости жидкости. Показано, что реализуется вязкий и магнитный режимы колебаний единичного вектора намагниченности частицы и директора при умеренных и достаточно больших значениях H_0, соответственно.*

Ключевые слова: *магнитные наночастицы, кубическая магнитная анизотропия, вязкая жидкость, переменное магнитное поле, численное моделирование.*

STUDY OF THE BEHAVIOR OF MAGNETIC NANOPARTICLES ASSEMBLIES WITH CUBIC TYPE OF MAGNETIC ANISOTROPY IN A VISCOUS LIQUID

Gubanova E.M.

PhD student,
National Research Nuclear University «MEPhi»

Rytov R.A.

PhD student,
National University of Science and Technology «MISIS»

Epshtein N.B.

Dr. Sc., professor,
National Research Nuclear University «MEPhi»

Usov N.A.

Dr. Sc., leading researcher,
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences, IZMIRAN

Annotation. *In this work, we performed detailed calculations of the specific absorbed rate (SAR) of diluted assemblies of iron nanoparticles with a cubic type of magnetic anisotropy dispersed in a viscous liquid, depending on the diameter of the particles, the amplitude of the alternating magnetic field H_0, and the viscosity of the liquid. It is shown that the viscous and magnetic modes of unit magnetization vector oscillations of the particle and director are realized at moderate and sufficiently large values of H_0, respectively.*

Keywords: *magnetic nanoparticles, cubic magnetic anisotropy, viscous liquid, alternating magnetic field, numerical simulation.*

Магнитные наночастицы железа с кубической анизотропией представляют большой интерес для применения в магнитной гипертермии и других биомедицинских приложениях [1]. Квазисферические наночастицы железа обладают малым диметром однодоменности, D_c = 24 нм, весьма высоким значением намагниченности насыщения, M_s = 1700 emu/cm^3 и умеренным значением константы кубической магнитной анизотропии, $K_c = 4.6\times10^5$ erg/cm^3. Важнейшей величиной, определяющей перспективность применения ансамбля наночастиц в магнитной гипертермии, является удельная поглощаемая мощность (УПМ) ансамбля в переменном магнитном поле, которая измеряется обычно [2-4] для ансамблей наночастиц, распределенных в вязкой жидкости. Между тем, теоретическое описание поведения магнитных наночастиц в жидкости осложняется тем обстоятельством, что кроме движения векторов намагниченности, частицы как целое могут вращаться в жидкости под действием механических вращательных моментов, и ориентирующего действия внешнего магнитного поля. До настоящего времени теоретические расчеты УПМ в жидкости проводились только для частиц с одноосным типом магнитной анизотропии [5]. В данной работе развит теоретический аппарат для численного моделирования свойств разреженных ансамблей наночастиц с кубической анизотропией, распределенных в вязкой жидкости, в переменном магнитном поле.

Полная энергия квазисферической однодоменной наночастицы в переменном магнитном поле частоты f и амплитуды H_0 есть

$$W = K_c V\left((\vec{\alpha}\vec{n}_1)^2(\vec{\alpha}\vec{n}_2)^2 + (\vec{\alpha}\vec{n}_1)^2(\vec{\alpha}\vec{n}_3)^2 + (\vec{\alpha}\vec{n}_2)^2(\vec{\alpha}\vec{n}_3)^2\right) - M_s V(\vec{\alpha}\vec{H}_0)\cos(\nu t), \qquad (1)$$

где M_s есть намагниченность насыщения наночастицы, $\nu = 2\pi f$ есть угловая частота магнитного поля, $\boldsymbol{\alpha}$ есть единичный вектор намагниченности, K_c есть константа магнитной анизотропии, ($\boldsymbol{n}_1$, $\boldsymbol{n}_2$, $\boldsymbol{n}_3$) есть ортогональный набор единичных векторов, который задает пространственную ориентацию наночастицы в жидкости, V есть объем наночастицы. Динамика единичного вектора намагниченности описывается стохастическим уравнением Ландау-Лифшица. Соответствующие стохастические уравнения применяются также для описания движения репера частицы ($\boldsymbol{n}_1$, $\boldsymbol{n}_2$, $\boldsymbol{n}_3$)

Расчеты УПМ проведены для разреженного ансамбля квазисферических наночастиц железа с диаметрами D = 6 – 24 нм, не превышающих диаметр однодоменности частиц D_c = 24 нм в жидкостях различной вязкости, η = 0.01 - 0.1 г/см/с. Амплитуда переменного магнитного поля менялась в интервале H_0 = 30 – 300 Э, частота поля f = 200 – 300 кГц, температура системы T = 300 K. Как показывает рис. 1а, зависимость УПМ от диаметра частиц при малых амплитудах поля, H_0 = 50 Э, имеет характерный колоколо- образный вид. При этом увеличение вязкости жидкости практически не влияет на УПМ частиц диаметров $D \le 19$ нм, но при-

водит к сильному уменьшению УПМ в интервале диаметров $D \geq 20$ нм. Тем не менее, для частиц оптимальных диаметров, $D = 18 – 20$ нм, УПМ превышает значение 300 Вт/г при $H_0 = 50$ Э и частоте $f = 200$ кГц независимо от вязкости жидкости. При вязкости $\eta > 0.1$ г/см/с зависимость УПМ от диаметра частиц практически совпадает с таковой для ансамбля наночастиц, заторможенных в немагнитной матрице [6].

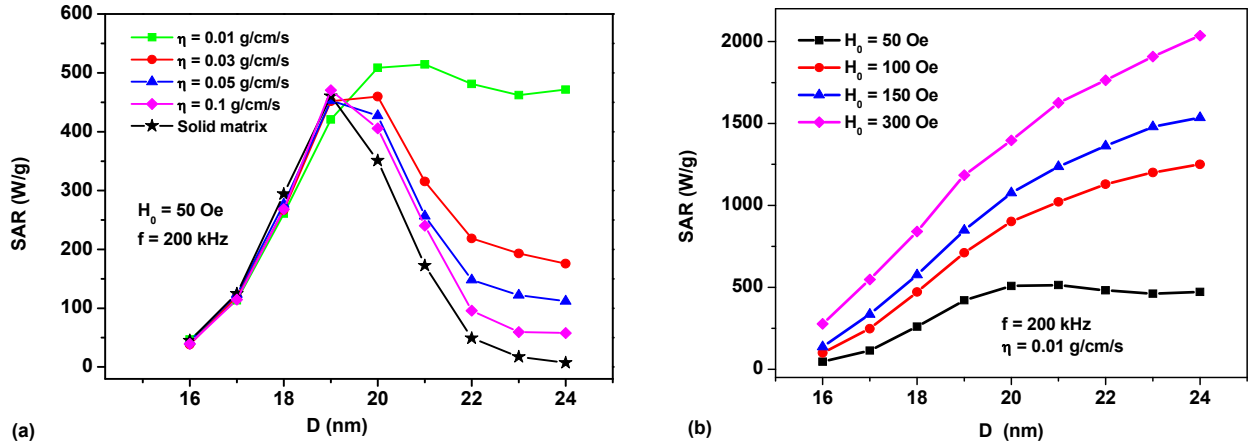


Рис. 1. а) Сравнение УПМ разреженных ансамблей наночастиц железа, распределенных в твердой матрице и в жидкостях с вязкостью $\eta = 0.01; 0.03; 0.05$ и 0.1 г/см/с, соответственно. б) зависимость УПМ от амплитуды переменного магнитного поля при фиксированной частоте и вязкости жидкости.

При увеличении амплитуды поля, $H_0 \geq 100$ Э, (см. рис 1б) УПМ ансамбля монотонно растет с увеличением диаметра частиц и превышает значение 1 кВт/г для наночастиц диаметров $D \geq 20$ нм. Столь высокие значения УПМ наночастиц железа при достаточно умеренных амплитудах поля объясняются, скорее всего, большим значением намагниченности насыщения наночастиц железа.

Как и в работе [5], для наночастиц железа с кубической анизотропией также были обнаружены вязкая и магнитная моды перемагничивания, в зависимости от амплитуды поля H_0. Черная сплошная кривая на рис. 2а показывает динамику проекции единичного вектора намагниченности α_x, параллельной направлению поля, в вязкой моде, при $H_0 = 50$ Э, на примере случайно выбранной частицы ансамбля за несколько периодов изменения поля. Красная кривая с точками на этом рисунке показывают динамику x-компоненты одного из директоров частиц, n_{2x}. Как показывает рис. 2а, в установившейся вязкой моде x-проекции векторов $\boldsymbol{\alpha}$ и $\boldsymbol{n}_2$ могут двигаться в унисон в течение многих периодов поля, хотя со временем, за счет случайных резких поворотов частицы, вектор $\boldsymbol{n}_2$ может меняться на эквивалентные вектора $\boldsymbol{n}_1$ или $\boldsymbol{n}_3$.

С другой стороны, как показывает рис. 2б, в развитой магнитной моде ($H_0 = 300$ Э) один из эквивалентных директоров, в данном случае вектор $\boldsymbol{n}_1$, остается приблизительно параллельным направлению действия поля, в то время как магнитный вектор перескакивает между значениями $\alpha_x = \pm 1$ с частотой переменного поля. В данном случае с течением времени вектора $\boldsymbol{n}_1$, $\boldsymbol{n}_2$ и $\boldsymbol{n}_3$ также могут меняться местами. Но при этом, в развитой магнитной моде хотя бы один их этих векторов остается параллельным действию магнитного поля.

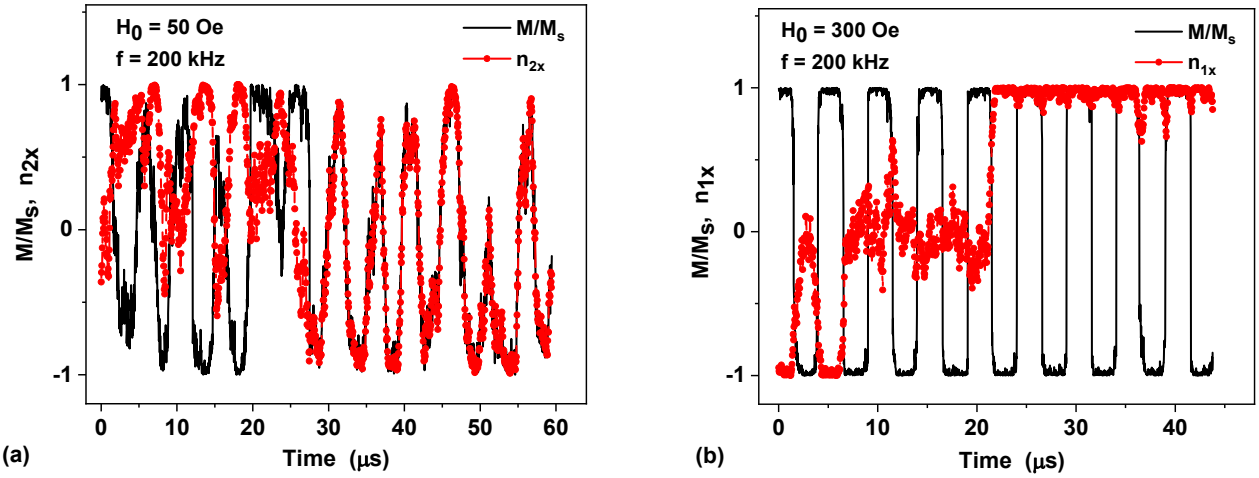


Рис. 2. Основные моды перемагничивания наночастиц железа в вязкой жидкости: а) вязкая мода, H_0 = 50 Э, f = 200 кГц; б) магнитная мода, H_0 = 300 Э, f = 200 кГц. Вязкость жидкости η = 0.01 г/см/с, диаметр частиц D = 22 нм.

Численные значения УПМ, полученные в данной работе, находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными, полученными в работах [2, 3] для ансамблей наночастиц железа, распределенных в мезителене с вязкостью порядка η = 0.01 г/см/с.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-32-90085.

Список использованных источников:

1. Perigo E., et al. Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia // Applied Physics Reviews. – 2015. – № 2. – P. 041302–041335.

2. Mehdaoui B., Meffre A., Lacroix L.-M., Carrey J., Lachaize S., Gougeon M., Respaud M., Chaudret B. Large specific absorption rates in the magnetic hyperthermia properties of metallic iron nanocubes // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2010. – № 322. – P. L49–L52.

3. Mehdaoui B., Meffre A., Carrey J., Lachaize S., Lacroix, L.-M., Gougeon M., Chaudret B., Respaud M. Optimal size of nanoparticles for magnetic hyperthermia: a combined theoretical and experimental study // Advanced Functional Materials. – 2011. – № 21. – P. 4573–4581.

4. Avolio M., et al. In-gel study of the effect of magnetic nanoparticles immobilization on their heating efficiency for application in magnetic fluid hyperthermia // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. – № 471. – P. 504–512.

5. Usov N.A., Liubimov B.Ya. Dynamics of magnetic nanoparticle in a viscous liquid: application to magnetic nanoparticle hyperthermia // Journal of Applied Physics. – 2012. – № 112. – P. 023901–023911.

6. Usov N. A., Nesmeyanov M. S., Gubanova E.M, Epshtein N.B. Heating ability of magnetic nanoparticles with cubic and combined anisotropy // Beilstein Journal Nanotechnology. – 2019. – № 10. – P. 305–314.

УДК 537.622

ВЛИЯНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ХИМИЧЕСКОГО СИНТЕЗА ОБОЛОЧКИ SiO_2 НА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОРОШКОВ $Fe@SiO_2$ ТИПА ЯДРО-ОБОЛОЧКА

Долматов А.В.

магистр,
Московский физико-технический институт

Маклаков С.С.

к. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Ширяев А.О.

аспирант 4 г/о, младший научный сотрудник
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Набоко А.С.

к. х. н., старший научный сотрудник,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Петров Д.А.

научный сотрудник,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Артёмова А.В.

аспирантка 1 г/о, инженер,
Институт Теоретической и Прикладной Электродинамики Российской Академии Наук

Аннотация. *В работе описано получение частиц типа ядро-оболочка по модифицированному методу Штобера при вариации условий синтеза. Показано, что изменение длительности химической реакции и изменение соотношения реагентов влияет на толщину и химический состав оболочки SiO_2, а также на электромагнитные свойства полученных магнитных порошков $Fe@SiO_2$. Частицы типа ядро-оболочка обладают рядом преимуществ в сравнении с непокрытыми частицами и могут использоваться как средства для электромагнитного экранирования*

Ключевые слова: *частицы ядро-оболочка, диэлектрическая оболочка, процесс Штобера, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость*

INFLUENCE OF CHEMICAL PROPERTIES OF A SiO_2 SHELL ON THE ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF THE $Fe@SiO_2$ CORE-SHELL PARTICLES

Dolmatov A.V.

master of science
Moscow Institute of Physics and Technology

Maklakov S.S.

pHD, senior researcher
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Shiryaev A.O.

graduate student., junior researcher,
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Naboko A.S.

pHD, senior researcher,
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Petrov D.A.

researcher
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Artemova A.V.

graduate student., engineer,
Institute for Theoretical and Applied Electromagnetics RAS

Annotation. *The paper describes the production of core-shell particles using modified Stober method with different synthesis conditions. It is shown that variation of the duration time of the reaction and variation of the ratio of reagents affect the thickness and stoichiometry of the SiO_2 shell, as well as electromagnetic properties of the obtained $Fe@SiO_2$ magnetic powders. Core-shell particles have a number of advantages over uncoated particles and can be used as perfect materials for electromagnetic shielding.*

Keywords: *core-shell particles, dielectric shell, Stober process, complex permittivity, microwave permeability*

Карбонильное железо, покрытое тонкой оболочкой из SiO_2 ($Fe@SiO_2$), позволяет получить магнитодиэлектрические композиты с нулевой удельной проводимостью по постоянному току. Оболочку можно синтезировать золь-гель процессом в смеси вода-этанол [1]. Для этого применяется гидролиз тетраэтилортосиликата (ТЭОС). Известно, что изменение условий синтеза существенно влияет на химический состав и физические характеристики SiO_2. В настоящей работе изучено влияние условий синтеза оболочки SiO_2 на электромагнитные свойства композитов $Fe@SiO_2$ в парафиновой матрице.

Варьировали два параметра синтеза: время реакции и pH смеси вода-этанол путем добавления $NH_{3(водн.)}$. Было обнаружено, что изменение времени реакции изменяло толщину оболочки от 97 ± 8 до 190 ± 8 нм. Оболочка толщиной менее 90 нм оказалась не сплошной. Изменение времени реакции не изменило элементный состав оболочки, равный $SiO_{3,35}$. Масса оболочки SiO_2 составляла 5 ± 2%.

Кислотность смеси вода-этанол влияет на кислотно-основное равновесие реакции и

превращает продукт из золя (высокий pH) в гель (низкий pH). Увеличение концентрации [NH_3] в смеси от [TEOS]/[NH_3] = 1,5 до 0,25 дало избыток кислорода в составе «SiO_2», который изменился с $SiO_{8,62}$ до $SiO_{3,05}$. Это также повлияло на толщину оболочки, которая увеличилась с 60 до 220 нм.

Частотные дисперсии комплексных магнитной ($\mu'+i\mu''$) и диэлектрической проницаемости ($\varepsilon'+i\varepsilon''$) были измерены методом Николсона-Росс-Вейра в коаксиальном канале 7/3 в диапазоне частот от 0,1 до 15 ГГц [2]. Для этого частицы Fe@SiO_2 замешивались в парафиновую матрицу. Наличие покрытия SiO_2 не изменило «форму кривой» частотной дисперсии магнитной проницаемости, а уменьшило этот параметр до доли диэлектрической оболочки. Наличие диэлектрической оболочки уменьшало как действительную (ε'), так и мнимую часть диэлектрической проницаемости (ε'') и препятствовало проводимости постоянного тока в композитах. Наиболее эффективное уменьшение ε' на 15% наблюдалось при максимально тонкой сплошной оболочке с составом $SiO_{3,81}$. Это уменьшение соответствует расчетам по формуле Максвелла-Гарнетта [3] для композита «Fe@SiO_2-парафин» с наполнителем 30 мас.%.

Связь между химическим составом оболочки «SiO_2» и диэлектрической проницаемостью исследованных композитов, вероятно, обусловлена различиями в диэлектрической проницаемости покрытия SiO_2 H_2O. Увеличение содержания кислорода связано с увеличением концентрации поверхностных гидроксильных групп, которые, в свою очередь, связаны с поляризацией SiO_2 [4].

Изменение условий роста диэлектрической оболочки на поверхности частиц железа может применяться для корректировки эффективных электромагнитных параметров Fe@SiO_2 в соответствии с нуждами конкретных прикладных задач.

Список использованных источников:

1. S.S. Maklakov, A.N. Lagarkov, S.A. Maklakov, Y.A. Adamovich, D.A. Petrov, K.N. Rozanov, I.A. Ryzhikov, A.Y. Zarubina, K.V. Pokholok, D.S. Filimonov, Corrosion-resistive magnetic powder Fe@SiO2 for microwave applications// Journal of Alloys and Compounds. – 2017 – 706 267-273.
2. W.B. Weir, Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies// Proceedings of the IEEE –1974. – 62 – 33-36.
3. K. Karkkainen, A. Sihvola, K. Nikoskinen, Analysis of a three-dimensional dielectric mixture with finite difference method// IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing –2001– 39 – 1013-1018.
4. L.B. Nichols, J.M. Thorp, Dielectric constant of silica gel activated at different temperatures //Transactions of the Faraday Society –1970– 66–1741-1747.

УДК 537.622.6

МИКРОСТРУКТУРНЫЕ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ В СВЧ-ДИАПАЗОНЕ

Вызулин С.А.

д.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник, Краснодарское высшее военное училище

Каликинцева Д.А.

научный сотрудник, Краснодарское высшее военное училище

Бузько В.Ю.

к.х.н., доцент кафедры радиофизики и нанотехнологий,
Кубанский государственный университет

Горячко А.И.

аспирант, Кубанский государственный университет

Сырьев Н.Е.

к.ф.-м.н., доцент, доцент физического факультета, Московский государственный университет

Аннотация. *В статье приведены результаты экспериментального исследования никель-цинковых ферритов состава $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$. Образцы ферритов синтезированы золь-гель нитрат-цитратным и пирохимическим нитрат-мочевинным способами синтеза и отожжены при температурах 500 и 900 ºС. Синтезированные образцы исследованы методом сканирующей электронной микроскопии и с использованием векторного анализатора цепей в диапазоне частот 0,015–7 ГГц.*

Ключевые слова: *никель-цинковый феррит, радиопоглощающие материалы, характеристики рассеяния.*

MICROSTRUCTURAL AND ELECTROMAGNETIC PROPERTIES OF $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ IN THE MICROWAVE BAND

Vyzulin S.A.

D.Sc., Docent, Senior Research Officer, Krasnodar Higher Military School

Kalikintseva D.A.

Research Officer, Krasnodar Higher Military School

Buz’ko V.Y.

Ph.D., Associate Professor at the Department of Radiophysics and Nanotechnology,
Kuban State University

Goryachko A.I.

Postgraduate, Kuban State University

Syr’ev N.E.

Ph.D., Docent, Associate Professor at the Department of physics,
Moscow State University

Annotation. *The article presents the results of an experimental study of nickel-zinc ferrites with the composition $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$. Ferrite samples were synthesized by sol-gel nitrate-citrate and pyrochemical nitrate-urea synthesis methods and annealed at temperatures of 500 and 900 ºC. The synthesized samples were examined by scanning electron microscopy and using a vector network analyzer in the frequency range 0.015–7 GHz.*

Keywords: *nickel-zinc ferrite, microwave absorbing materials, scattering parameters.*

Исследования электромагнитных свойств никель-цинковых ферритов обусловлены перспективностью использования таких магнитных материалов в качестве компонентов радиопоглощающих покрытий. Никель-цинковые ферриты состава $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ с высокой магнитной и диэлектрической проницаемостями могут быть использованы как в виде спеченной керамики, так и в составе композитов на основе полимерных матриц. Такие композиты, в зависимости от типа используемого полимера и магнитного радиопоглощающего ферритового наполнителя, отличаются высокой структурной прочностью, а также хорошей температурной и химической стойкостью, и значительными радиопоглощающими свойствами в различных частотных диапазонах.

Способ синтеза и последующая термическая обработка влияют не только на микроструктуру ферритов, но и на их радиопоглощающие характеристики [1]. Преимущество низкотемпературных способов синтеза в том, что в результате этих синтезов образуются порошки ферритов, состоящие из наноразмерных частиц. Микроструктурные и магнитные свойства наноразмерных ферритов могут варьироваться в широких пределах, в зависимости от условий последующей термической обработки [2–4]. Целью настоящей работы является исследование радиопоглощающих свойств никель-цинковых ферритов и их зависимости от способа синтеза и термической обработки.

Образцы порошков феррита с формулой $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ (где x=0,25 и 0,5) синтезированы золь-гель нитрат-цитратным и пирохимическим нитрат-мочевинным способами. Нитраты металлов $Zn(NO_3)_2{\cdot}6H_2O$ (ч.д.а.), $Ni(NO_3)_2{\cdot}6H_2O$ (ч.д.а.) и $Fe(NO_3)_3{\cdot}9H_2O$ (ч.д.а.) являлись исходными материалами. Лимонная кислота (ч.д.а.) для нитрат-цитратного синтеза и мочевина (х.ч.) для нитрат-мочевинного синтеза использовались в качестве органических топливных комплексообразователей.

В процессе нитрат-цитратного синтеза исходные материалы при смешении растворялись в бидистиллированной воде и постепенно подогревались до выпаривания воды и образования металлокомплексного геля при температуре около 120 ºС. При дальнейшем нагревании при температуре около 350 ºС гель постепенно выгорал с образованием порошка с наноразмерными гранулами феррита. При нитрат-мочевинном синтезе исходные материалы перемешивались в ступке без добавления воды до образования вязкой смеси, переносились в керамический тигель и постепенно нагревались со скоростью около 10 ºС/мин. Самовозгорание реакционной смеси и образование порошка с наноразмерными гранулами феррита происходило при достижении температуры 300–350 ºС.

Образцы синтезированных ферритов отжигались при температурах 500 и 900 ºС. Процесс отжига происходил в трубчатой печи с электронным контролем температуры. Нагрев образца до температуры отжига происходил в течение 30 мин, а сам отжиг – в течение одного часа.

Исследования микроструктуры образцов $Ni_xZn_{1-x}Fe_2O_4$ (где x=0,25), полученных двумя способами синтеза без отжига и с отжигом при температурах 500 и 900 ºС, проведены методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе «JEOL JSM 7500F». Средний диаметр наночастиц определяли на основании анализа нескольких микрофотографий для 350–550 измеренных наночастиц.

Изготовлены образцы композитов на основе ферритов и парафиновой матрицы. Содержание ферритового наполнителя составляло 60 % при толщине композитов – 9 мм. Коэффициенты отражения ($K_{отр}$) для композитов феррит/парафин измерены с использованием векторного анализатора цепей «Deepace KC901V» коаксиальным методом в короткозамкнутой линии в частотном диапазоне 0,015–7 ГГц. Величина параметра $K_{отр}$ характеризует радиопоглощающие свойства вставки в коаксиальный тракт. Для использованной схемы эксперимента $K_{отр}$ определяется в основном энергией отраженных волн (энергия падающей волны поддерживалась постоянной). Затухание электромагнитных волн в образце приводит к уменьшению энергии волны, отраженной от границы вставка – металл короткозамыкателя.

Средний диаметр наночастиц феррита, синтезированного нитрат-цитратным способом, без отжига составляет 12±2 нм, для нитрат-мочевинного синтеза – 30±7 нм.

Наблюдаемые различия в размере наночастиц можно объяснить тем, что при нитрат-мочевинном способе синтеза феррит образуется в результате возгорания реакционной смеси со значительным тепловыделением [5, 6]. Нитрат-цитратный синтез ферритов, в отличие от нитрат-мочевинного, происходит при более низкой температуре реакционной смеси без значительного тепловыделения [7].

Одночасовой отжиг при T=500 ºС, приводит к небольшому увеличению среднего размера наночастиц феррита, синтезированного обоими методами синтеза (табл. 1). Последующий одночасовой отжиг при T=900 ºС, приводит к увеличению среднего размера наночастиц феррита, синтезированного нитрат-цитратным способом, в большей степени, чем в случае нитрат-мочевинного синтеза.

Таблица 1. Средний размер частиц порошков ферритов состава $Ni_{0,25}Zn_{0,75}Fe_2O_4$, синтезированных нитрат-цитратным и нитрат-мочевинным способами

Образец	350ц	500ц	900ц	350м	500м	900м
d, нм	12±2	13±3	100±30	30±7	32±8	83±15

Увеличение температуры отжига до 900 ºС приводит к увеличению радиопоглощающих свойств у образцов ферритов при x=0,25 и 0,5 при нитрат-цитратном синтезе (рис. 1). При нитрат-мочевинном синтезе отжиг приводит либо к ухудшению радиопоглощающих свойств никель-цинкового феррита (x=0,25), либо не оказывает существенного влияния на указанные свойства (x=0,5). Указанные различия влияния отжига на радиопоглощающие свойства при различных способах синтеза объясняются различиями влияния отжига на увеличение размера частиц феррита, синтезированного различными способами.

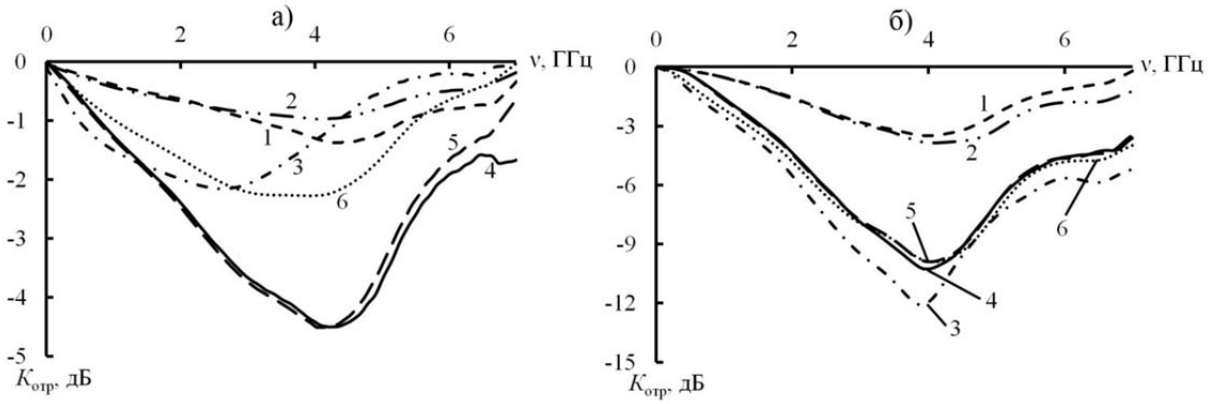


Рис. 1. Спектры отражения композитов на основе ферритов составов а) $Ni_{0,25}Zn_{0,75}Fe_2O_4$ и б) $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$, синтезированных нитрат-цитратным способом без отжига (1) и отожженных при температурах 500 (2) и 900 (3) ºС и нитрат-мочевинным способом без отжига (4) и отожженных при температурах 500 (5) и 900 (6) ºС

Сравнение частотных зависимостей $K_{отр}$ для образцов различного состава показало, что при x=0,5 радиопоглощающие свойства образцов ферритов выше по сравнению с ферритом при x=0,25. При аналогичных способах синтеза и температурах отжига $K_{отр}$ в точке минимума для образца при x=0,5 достигает значений на 2–10 дБ меньше по сравнению с составом при x=0,25.

Максимальные радиопоглощающие свойства наблюдаются у образца при x=0,5, синтезированного нитрат-цитратным способом и отожженного при T=900 ºС ($K_{отр}$≈–12 дБ). Образец при x=0,5, синтезированный нитрат-мочевинным способом, является перспективным в качестве радиопоглощающего материала, так как проявляет достаточно высокие радиопоглощающие свойства без отжига ($K_{отр}$≈–10 дБ).

Для образцов никель-цинковых ферритов установлено, что состав, способ синтеза и условия термообработки существенно влияют на их радиопоглощающие свойства, а именно:

1) образцы, синтезированные нитрат-цитратным способом, отличаются меньшим размером частиц, по сравнению с образцами, синтезированными нитрат-мочевинным способом. Отжиг способствует увеличению размера частиц образцов, синтезированных нитрат-цитратным способом, в большей степени по сравнению с образцами, синтезированными нитрат-мочевинным способом;

2) увеличение температуры отжига порошка наноразмерного феррита приводит к увеличению радиопоглощающих свойств при нитрат-цитратном синтезе, и ухудшению либо отсутствию изменений – при нитрат-мочевинном синтезе;

3) образцы состава $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ отличаются более высокими радиопоглощающими свойствами, по сравнению с ферритом состава $Ni_{0,25}Zn_{0,75}Fe_2O_4$.

Таким образом, наноразмерный феррит состава $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$, синтезированный нитрат-мочевинным способом без отжига является перспективным радиопоглощающим материалом как в области низких, так и в области высоких частот ближнего СВЧ диапазона, что ранее было обнаружено авторами в работе [6].

Список использованных источников:

1. Phadatare M. R., Salunkhe A. B., Khot V. M. et al. Thermodynamic, structural and magnetic studies of $NiFe_2O_4$ nanoparticles prepared by combustion method: Effect of fuel / Journal of Alloys and Compounds. – 2013. – № 546. – P. 314-319.

2. Costa A. C. F. M., Diniz A. P., Silva V. J. et al. Influence of calcination temperature on the morphology and magnetic properties of Ni–Zn ferrite applied as an electromagnetic energy absorber / Journal of Alloys and Compounds. – 2009. – № 483. – P. 563-565.

3. Amiri Gh. R., Yousefi M. H., Aboulhassani M. R. et al. Radar absorption of $Ni_{0,7}Zn_{0,3}Fe_2O_4$ nanoparticles / Digest Journal of Nanomaterials and Biostructures. – 2010. – Vol. 5. – № 3. – P. 719-725.

4. Reddy M. P., Madhuri W., Reddy N. R. et al. Magnetic properties of Ni-Zn ferrites prepared by microwave sintering method / Journal of Electroceramics. – 2012. – № 28. – P. 1-9.

5. Вызулин С.А., Бузько В.Ю., Каликинцева Д.А. и др. Влияние температуры отжига на ФМР-характеристики никель-цинковых ферритов / Известия РАН. Серия физическая. – 2018. – Т. 82. – № 11. – Р. 1590-1594.

6. Вызулин С. А., Бузько В. Ю., Скуднев В. Ю. и др. Электромагнитные экраны для X-диапазона на основе ультрадисперсного $Ni_{0,5}Zn_{0,5}Fe_2O_4$ / Сборник конференции «Электромагнитное поле и материалы». – Москва, 2016. – С. 337-342.

7. Вызулин С.А., Каликинцева Д.А., Мирошниченко Е.Л. и др. Радиопоглощающие свойства никель-цинковых ферритов, синтезированных различными способами / Известия РАН. Серия физическая. – 2018. – Т. 82. – № 8. – Р. 1045-1047.

УДК 57.089:621.318

СИНТЕЗ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА МАРГАНЦА ДЛЯ ПРИМЕНЕНИЯ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

Кононова А.Н

аспирант, Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС»

Иванова А.В.

студент, Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС»

Никитин А.А.

студент, Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС»

Абакумов М.А.

к.ф.-м.н., зав.лаб., Национальный исследовательский технологический университет (НИТУ) «МИСиС», Российский национальный исследовательский медицинский университет (РНИМУ) имени Н.И. Пирогова

Аннотация. *Работа посвящена синтезу наночастиц феррита марганца определенного размера и формы, модификации поверхности наночастиц и исследованию их физико-химических характеристик. Приведены некоторые примеры применения магнитных наночастиц в биологии и медицине, определены параметры синтеза и получены наноразмерные частицы феррита марганца, стабильные в воде и буферных растворах близких к физиологическим.*

Ключевые слова: *феррит марганца, синтез магнитных наночастиц, метод термического разложения, биология, медицина.*

SYNTHESIS OF MANGANESE FERRITE NANOPARTICLES FOR BIOMEDICAL APPLICATIONS

Kononova A.N.
PhD-student, NUST MISiS; Engineer, Moscow, Russian Federation.

Ivanova A.V., Nikitin A.A.
Graduate Student, NUST MISiS; Engineer, Moscow, Russian Federation.

Abakumov M.A.

PhD, Head of the Department of Biomedical Nanomaterials, NUST MISiS, Moscow, Russian Federation.

Annotation. *The work is dedicated to the synthesis of manganese ferrite nanoparticles of a certain size and shape, the modification of the surface of nanoparticles and the study of their physical and chemical characteristics. This article focuses on the application of magnetic nanoparticles in biomedicine. Herein, we report a synthesis of manganese ferrite uniform-sized nanoparticles exhibited high colloidal stability in aqueous medium.*

Keywords: *manganese ferrite, magnetic nanoparticles, biomedicine, thermal decomposition.*

Использование магнитных наночастиц (МНЧ) в биомедицинских целях, а именно в областях медицинской визуализации, диагностики и лечения существенно возросло в последние годы в связи с перспективами практических применений. Это непосредственно связано с их многофункциональностью, а именно способностью проникать в биологические системы и возможностью управлять их свойствами в соответствии с заданной целью исследования. МНЧ в медицине и фармакологии могут применяться для адресной доставки лекарств, обнаружения патогенных микроорганизмов и белков, исследования структуры ДНК, манипуляции, разделения и очистки клеток и биомолекул, разрушения опухоли при нагревании (гипертермии), а также как флуоресцентные биологические метки и МРТ контрастные усилители. Предметом серьезных исследований стали разработка методов синтеза наноразмерных структур и исследование их физико-химических свойств. Так как для применения МНЧ в биомедицине требуется, чтобы они могли иметь четко определенные физические и химические свойства, обладали высоким магнитным моментом, небольшим размером, узким распределением частиц по размерам, стабильным составом и способностью к биодеградации либо выведению из организма во избежание накопления в избыточных количествах. Поэтому наибольший интерес в исследованиях в области биомедицины привлекли магнитные наночастицы феррита (mFe_2O_4, где m = Mn, Fe, Co, Zn, Ni) за счет того, что они обладают уникальными магнитными свойствами, малым размером и биосовместимостью. Немаловажным фактором является то, что при получении магнитных частиц на основе феррита можно точно контролировать морфологию выбором метода синтеза. А с полимерными покрытиями сделать их стабильными в физиологических растворах [1].

МНЧ феррита марганца ($MnFe_2O_4$) были синтезированы методом термического разложения прекурсоров солей ацетилацетоната железа (III) и марганца (II) в дибензиловом эфире в присутствии поверхностно активных веществ в качестве стабилизирующих агентов.

Путем изменения параметров синтеза были получены МНЧ $MnFe_2O_4$ определенного фазового состава. Зависимости изменения физико-химических свойств МНЧ $MnFe_2O_4$ от параметров синтеза представлены ниже в табл.1.

Таблица 1. Зависимость изменения физико-химических характеристик от параметров синтеза

Параметры синтеза		Скорость нагрева	Гидродинамический диаметр, нм	Индекс полидисперсности	Элементный состав Mn:Fe
Соотношение прекурсоров Mn:Fe	1:2	3°/мин	21±3	0,22	1:5
		5°/мин	16±2	0,185	1:4
		10°/мин	16±2	0,165	1:18

В результате ряда экспериментов было установлено оптимальное соотношение прекурсоров Fe:Mn = 2:1 и скорость нагрева – 5°/мин. Средний гидродинамический размер МНЧ $MnFe_2O_4$ был установлен методом динамического светорассеяния, и составил 16±2 нм. Элементный состав полученных МНЧ $MnFe_2O_4$ определяли методом атомно-эмиссионной спектроскопии (АЭС). Для оценки качественного фазового состава был проведен рентгенофазовый анализ. Рис.1. показывает зависимость интенсивности дифракционных пиков от угла дифракции. Анализ полученной дифрактограммы показал, что положение дифракционных пиков и их относительные интенсивности соответствуют значениям для стандартного феррита марганца ($MnFe_2O_4$; ICDD № 01–071-4919).

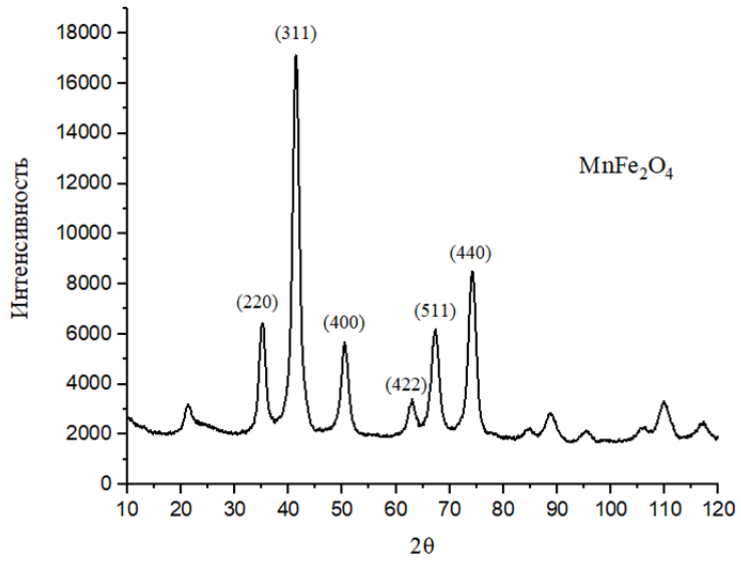


Рис. 1. Дифрактограмма порошка феррита марганца $MnFe_2O_4$

По результатам просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) было установлено, что в ходе синтеза образуются монодисперсные МНЧ $MnFe_2O_4$ средний диаметр которых составил 13.5 ± 0.5 нм, что подтверждает их узкое распределение по размерам на рис.2,3.

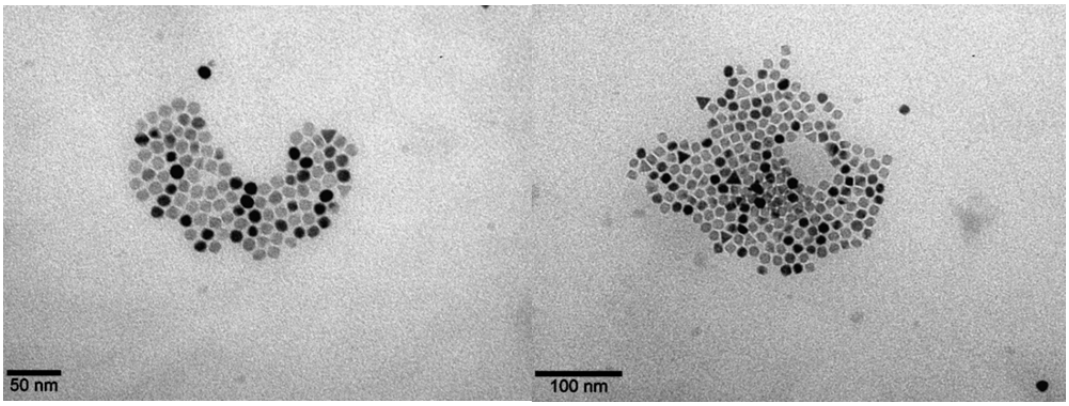


Рис. 2. Микрофотографии МНЧ $MnFe_2O_4$, полученные методом ПЭМ

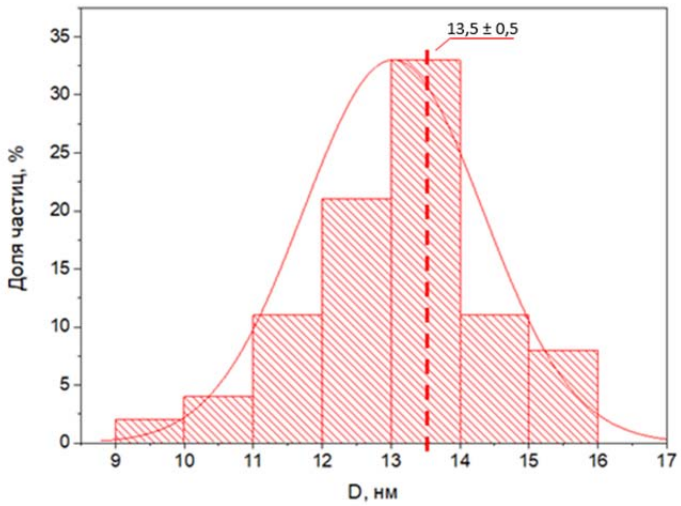


Рис. 3. Гистограмма распределения размеров МНЧ $MnFe_2O_4$, полученная в результате анализа микрофотографий ПЭМ

На следующем этапе была проведена ковалентная модификация поверхности МНЧ $MnFe_2O_4$ молекулами 3,4-дигидроксифенилуксусной кислоты (DOPAC), а также молекулами производными полиэтиленгликоля (NH_2-ПЭГ$_{1100}$-COOH**)** [2, 3] по карбодиимидному методу для увеличения стабильности синтезированных МНЧ $MnFe_2O_4$ в водном растворе, и их последующей функционализации и применения в экспериментах *in vitro*. Также была изучена стабильность полученных МНЧ $MnFe_2O_4$-DOPAC-ПЭГ$_{1100}$ во времени в натрий-фосфатном буфере в условиях близких к физиологическим. Данные полученные в ходе эксперимента представлены ниже в табл.2. Гидродинамический размер при этом оставался соизмерим с размерами единичного магнитного ядра.

Таблица 2. Проверка стабильности MnFe204-DOPAC-PEG во времени

Время, ч	Гидродинамичский размер, нм	Индекс полидисперсности
0	27,5	0,234
0,5	26,87	0,218
1	27,2	0,252
2	28,49	0,253
4	28,38	0,3
6	27,83	0,243
8	27,9	0,251
24	27,76	0,248

На след этапе планируется функционализация поверхности МНЧ $MnFe_2O_4$-DOPAC-ПЭГ$_{1100}$ различными моноклональными антителами. Их успешная конъюгация откроет новые возможности для достижения поставленных целей в исследованиях в области бионаномедицины.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 21-13-00438

Список использованных источников:

1. McNamara K., Tofail S.A.M. Nanoparticles in biomedical applications // Adv. Phys. X. Taylor and Francis Ltd., – 2017. – Vol. 2, № 1. –P. 54–88.
2. Hu G. et al. Size and shape effects of MnFe2O4 nanoparticles as catalysts for reductive degradation of dye pollutants // Front. Environ. Sci. Eng. Higher Education Press Limited Company, –2021. – Vol. 15, № 5. –P. 1–9.
3. Singh G., Chandra S. Electrochemical performance of MnFe2O4 nano-ferrites synthesized using thermal decomposition method // Int. J. Hydrogen Energy. Elsevier Ltd, – 2018. – Vol. 43, № 8. –P. 4058–4066.

УДК 537.624.9

ВЛИЯНИЕ БРОУНОВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ НА МАГНИТНО-ТЕПЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ФЕРРИТА ZnMn В ЖИДКОСТЯХ РАЗЛИЧНОЙ ВЯЗКОСТИ

Лю Н.Н.

Аспирантка, МГУ М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Каштанов Е.А.

Студент магистратуры, МГУ М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

Пятаков А.П.

Д.ф.-м.н., профессор, физический факультет, Москва, Россия

Жарков М.Н.

Аспирант, Национальный исследовательский мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск, Россия

Пятаев Н.А.

Д.ф.-.м.н., Профессор, Национальный исследовательский Мордовский государственный университет имени Н.П. Огарева, Саранск, Россия

Сухоруков Г.Б.

Профессор, Лондонский университет королевы Марии, Лондон, Великобритания;

Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

Тишин А.М.

Д.ф.-м.н., профессор, МГУ М.В.Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия;

Группа компаний АМТ&С, Троицк, Россия

Аннотация. *Известно, что нагрев суперпарамагнитных частиц определяется двумя механизмами - броуновским и неелевским. Однако отделить один от другого в силу релаксационного характера обоих представляет собой не простую задачу. В данном докладе на примере нагрева наночастиц $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ в воде и глицерине продемонстрирована активация броуновского нагрева в глицерине при температурах выше ~50°C.*

Ключевые слова: *Магнитная гипертермия, Броуновская релаксация, суперпарамагнитные наночастицы*

BROWN RELAXATION EFFECT ON THE MAGNETOTHERMAL PROPERTIES OF ZnMn FERRITE NANOPARTICLES IN LIQUIDS OF VARIOUS VISCOSITY

Liu N.N.

Ph.D student, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

Kashtanov E.A.

Master student, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

Pyatakov A.P.

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia

Zharkov M.N.

Ph.D student, National Research Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia

Pyataev N.A.

Doctor medical, Professor, National Research Ogarev Mordovia State University, Saransk, Russia

Sukhorukov G.B.

Professor, Queen Mary University of London, London, United Kingdom;

Skolkovo Institute of Science and Technology, Moscow, Russia

Tishin A.M.

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow, Russia; AMT&C Group, Troitsk, Russia

Abstract.

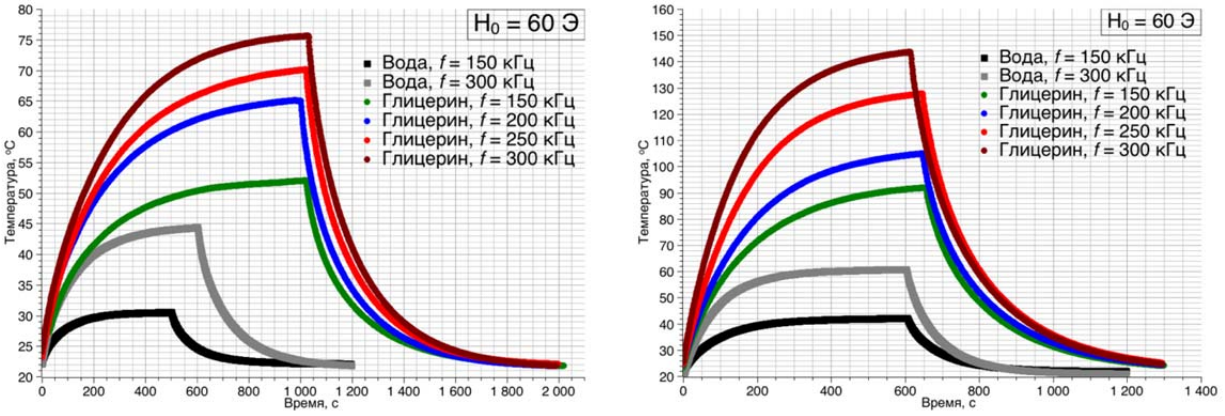
It is known that the heating of superparamagnetic particles is determined by two mechanisms – Brownian relaxation and Néel one. However, to separate the contribution of each mechanism to the overall heating is not an easy task due to the relaxation nature of both. In this report, using the example of heating $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ nanoparticles in water and glycerin, the activation of Brownian heating in glycerol at temperatures above ~ 50°C is demonstrated.

Keywords: *magnetic hyperthermia, Brown relaxation, superparamagnetic nanoparticles*

Магнитная гипертермия – перспективный метод терапии злокачественных новообразований, использующий магнитные жидкости, содержащие наночастицы магнитных оксидов, на которые воздействуют переменным магнитным полем. Энергия магнитного поля, рассеиваемая наночастицами в тепло, приводит к локальному нагреву тканей до 42-45°C, приводя к управляемой гибели клеток перерожденной ткани. При этом минимизируется воздействие на здоровые ткани и общая нагрузка на системы организма [1]. Удельная мощность нагрева суперпарамагнитных наночастиц является важнейшей характеристикой магнитных жидкостей, используемых в магнитной гипертермии. В переменном магнитном поле с действующим значением H_0 и частотой f она определяется следующим соотношением [2]:

$$P = \pi\mu_0\chi_0 H_0^2 f \frac{2\pi f\tau}{1+(2\pi f\tau)^2} \quad , \quad \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_B} + \frac{1}{\tau_N} \qquad (1)$$

где τ – время релаксации, определяемое как сумма обратных величин от броуновского и неелевского вкладов, отвечающим соответственно, механическому вращению частиц и их перемагничиванию под действием магнитного поля. Для взвешенных в жидкости наночастиц вдали от точки Кюри и точки замерзания/стеклования жидкой среды вклады броуновского и неелевского механизмов трудно отделить друг от друга, поскольку их частотные и полевые зависимости аналогичны. Однако, можно воспользоваться тем фактом, что вязкость некоторых жидкостей, таких как глицерин меняется на три порядка в диапазоне температур от комнатной до 150°C, что позволяет выделить броуновский вклад за счет сравнения мощности, рассеиваемой наночастицами при различных температурах.



а) *б)*

Рис. 1. Кривые нагрева и остывания для наночастиц $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ снятых в переменном магнитном поле при различных частотах и действующем значении поля 60Э: а) x=0.1 б) x=0.2.

Для изучения магнитепловых свойств наночастиц использовалась установка, разработанная в ООО «Фармаг» (группа компаний АМТ&С), позволяющая перестраивать частоту переменного магнитного поля между четырьмя значениями: 150, 200, 250, 300 кГц. Действующее значение магнитного поля при этом поддерживалось равным 60 Э. В качестве объектов исследования использовались наночастицы феррита $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$, с содержанием цинка x=0.05, 0.1 и 0.2 и гидродинамическими диаметрами 111нм, 79нм и 50нм соответственно, взвешенные в воде и глицерине.

График зависимости мощность потерь (Internal Loss Power), т.е. тепловыделение в расчете на единицу массы наночастиц и нормированное на множитель $H_0^2 f$ в формуле (1) приведен на рисунке 2 (величины мощности и теплоемкости жидкостей брались в среднем диапазоне температур кривых нагрева рис. 1). Как можно видеть, ILP слабо зависит от частоты, что позволяет предположить, что характерное время релаксации в данном диапазоне частот удовлетворяют соотношению ωτ~1.

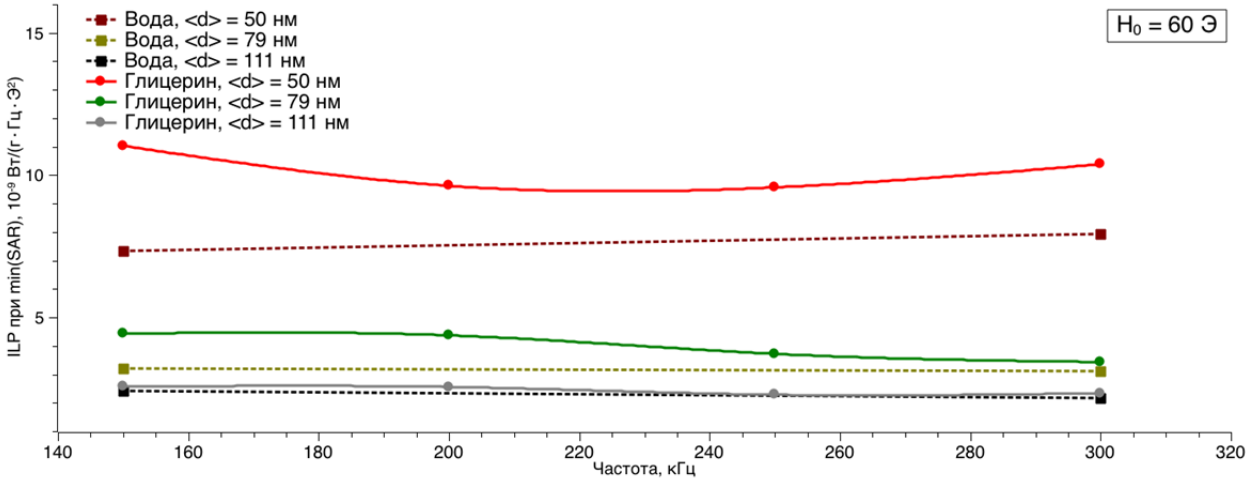
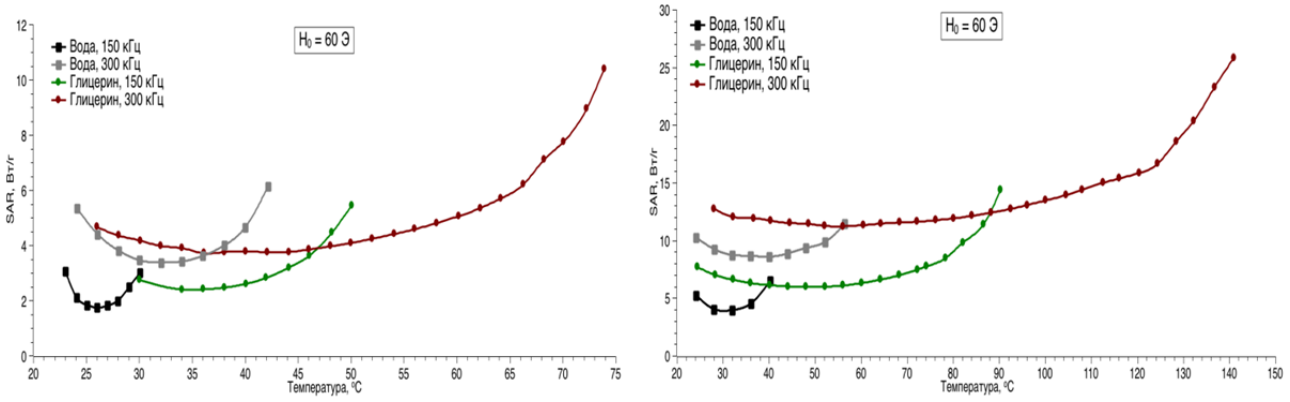


Рис. 2. ILP наночастиц $Zn_xMn_{1-x}Fe_2O_4$ в глицерине (сплошные линии) и воде (пунктирные линии).

Также из рис. 2 видно, что значения ILP для глицерина и воды близки друг другу, что говорит о преобладании неелевского механизма в среднем диапазоне температур. Действительно, расчет времени броуновской релаксации частиц в глицерине показывает, что при низких температурах оно велико по сравнению с временем неелевской релаксации (вследствие большой вязкости глицерина), и потому его вклад в общее время релаксации τ мал (см. формулу (1)). По мере увеличения температуры время броуновской релаксации уменьшается

и происходит активация броуновского механизма, что хорошо видно на рисунке 3, на котором показаны значения удельной мощности SAR (specific absorption rate) при различных температурах, вычисленных по методу скорректированного наклона (corrected slope) кривых нагрева/остывания [3]: правый фланг кривых SAR для глицерина уходит наверх и существенно превышает диапазон значений, характерный для частиц в воде. Данная тенденция в той или иной степени наблюдается при всех частотах полей и размерах частиц, что позволяет говорить о проявлении броуновского механизма в асимметрии кривых удельной мощности *SAR(T)*.



а) б)

Рис. 3 Величины SAR при различных температурах, рассчитанные по графикам рис.1: а) x=0.1 б) x=0.2.

Авторы признательны А.М. Салецкому и Волковой О.И. за помощь в определении размера частиц по динамическому рассеянию света на установке Photocor FC. Работы поддержаны грантом РФФИ №19-29-10013. Liu NanNan gratefully acknowledges China Scholarship Council for study support.

Список использованных источников:

1. Périgo E.A., Hemery G., Sandre O., Ortega D., Garaio E., Plazaola F., Teran F.J. Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia // Appl. Phys. Rev. 2015, Vol.2(4): 041302. p. 21-22.
2. Rosensweig R. E. Heating magnetic fluid with alternating magnetic field // JMMM 2002, Vol. 252, p. 370-374.
3. Wildeboer R. R., Southern P., Pankhurst Q. A. On the reliable measurement of specific absorption rates and intrinsic loss parameters in magnetic hyperthermia materials // J. Phys. D: Appl. Phys. 2014, Vol.47: 495003, p. 1-14.

УДК 538.955

ПОВЕРХНОСТНАЯ МОДИФИКАЦИЯ НАНОЧАСТИЦ $Fe_3O_4@SiO_2$

Петров Д.А.

к.ф.-м.н., научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Иванова О.С.

к.ф.-м.н., научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, 660041, Россия

Соколов А.Э.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
Сибирский Федеральный Университет, Красноярск, 660041, Россия

Герасимова М.А.

Старший преподаватель кафедры общей физики, Сибирский федеральный университет, Красноярск, 660041, Россия

Эдельман И.С.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник лаборатории физики магнитных явлений
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Ying Zhen Chen

Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Спиваков А.А.

Post doctor at research
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Yaw-Teng Tseng

Associated Professor
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Chun-Rong Lin

Professor
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Аннотация. *Работа направлена на разработку технологии амино-функциональных наночастиц $Fe_3O_4@SiO_2$. Изучены морфология и особенности магнитных и магнитооптических свойств полученных гибридных наночастиц. Рассмотрены некоторые примеры применения таких гибридных наноструктур.*

SURFACE MODIFICATION of Fe_3O_4@SiO_2 NANOPARTICLES

Petrov D.A.

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Ivanova O.S.

PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

Sokolov A.E.

PhD, senior researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

Gerasimova M.A.

Senior Lecturer of the Department of General Physics
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

Edelman I.S.

Dr.Sc., Professor
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Ying Zhen Chen

Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Aleksandr A. Spivakov

Post doctor at research
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Yaw-Teng Tseng

Associated Professor
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Chun-Rong Lin

Professor
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Annotation. *The work is aimed to the development of the technology of the amino-functionalized Fe_3O_4@SiO_2 nanoparticles. The morphology and features of the magnetic and magneto-optical properties of the obtained hybrid nanoparticles are studied. Some examples of applications of such hybrid nanostructures are considered.*

Keywords: *Fe_3O_4 nanoparticles, silica coated nanoparticles, water pollutions adsorption, magnetic properties*

Silica is frequently used as a support-material in core-shell structures, it not only helps nanoparticles (NPs) to become stable at a certain condition, but also provides the opportunity to be easily modified with other functional groups and, additionally, it has high thermal and chemical stability and, most importantly, shows environmental compatibility. Furthermore, the silica coated magnetic NPs can be dispersed in water without adding other surfactants due to the negative charges on the silica shell.

The fields of application of Fe_3O_4@SiO_2 NPs functionalized with different surfactants, more frequently with amines, are varied. A number of authors have demonstrated their effective applications in biology and medicine [1, 2], in catalysis [3], and, especially, as effective adsorbents for removal of pollutants from wastewaters [4, 5, 6, 7, 8] A new type of magnetic fluorescent nanocomposite (Fe_3O_4@SiO_2-NH_2/CQDs) was prepared by bonding of carbon quantum dots (CQDs) with Fe_3O_4@SiO_2-NH_2 nanocomposites through amine-carbonyl interactions and used as a fluorescent probe to detect Cu^{2+} [9]. Since this line of research is rather new, on the one hand, and the properties and application possibilities of nanoparticles strongly depend on the details of their synthesis, the search for optimal synthesis conditions and the study of the properties of functionalized particles by various methods can be considered as an urgent task.

In this study, we prepared Fe_3O_4 NPs and a series of nanocomposites based on them: Fe_3O_4@SiO_2, Fe_3O_4@SiO_2-NH_2, Fe_3O_4@SiO_2-NH_2-EY, conducted a comparative study of their properties, and estimated possibilities of their application as adsorbents of water pollutions.

Magnetite Fe_3O_4 NPs were synthesized by co-precipitation method using hydrolysis of iron sulfate. After that, the particles were selenized (Fe_3O_4@SiO_2) and derivatized (Fe_3O_4@SiO_2-NH_2) for covalent attachment of Eosin Y (Fe_3O_4@SiO_2-NH_2-EY). The Eosin Y is a brominated fluorescein dye derivative used as an acidic red stain for cell cytoplasm. The synthesized samples were examined with X-ray diffraction (XRD), transmission electron microscope (TEM), Fourier-transform infrared spectroscopy (FTIR), vibrating sample magnetometer (VSM), magnetic circular dichroism spectroscopy (MCD), and fluorescence measurement.

XRD patterns revealed that all the parent NPs and magnetic core of all composite NPs were of spinel ferrite crystal structure with parameters of the most intense peaks corresponding to the Fe_3O_4 phase (PDF Card # 04-005-4319). The TEM images (Fig. 1a) show that the nanoparticles synthesized by co-precipitation method are well-dispersed and have quadrangular shape. Most of the particles were 30 nm in size, and there was also a small fraction of smaller particles 5-10 nm in size. After selenized, the SiO_2 covered NPs can be observed (Fig. 1b).

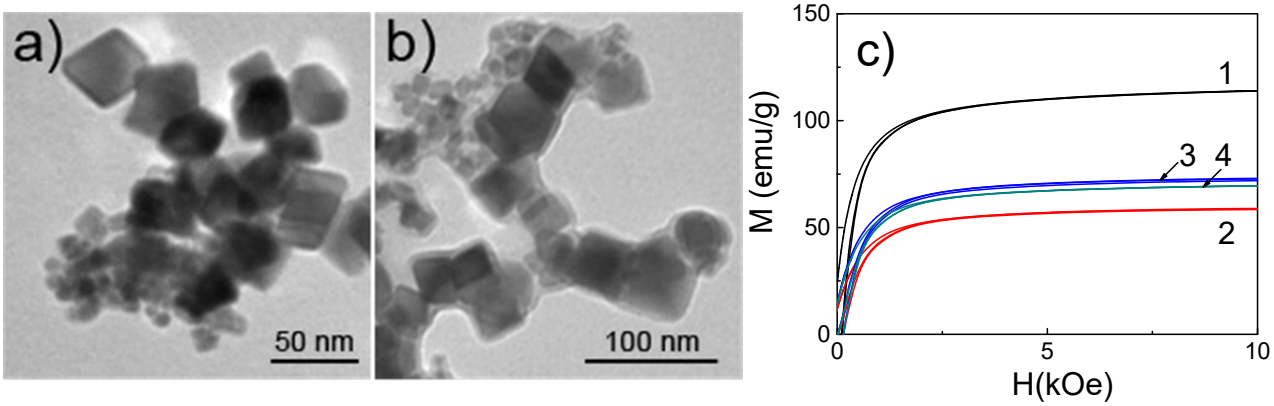


Figure 1. TEM images of Fe_3O_4 NPs (a) and Fe_3O_4@SiO_2 NPs (b), room temperature magnetization curves for magnetite nanoparticles: Fe_3O_4, Fe_3O_4@SiO_2, Fe_3O_4@SiO_2-NH_2, and Fe_3O_4@SiO_2-NH_2-EY, curves 1-4, correspondingly (c).

The FTIR spectra show the appearance of new bands upon the transition Fe_3O_4 → Fe_3O_4@SiO_2 → Fe_3O_4@SiO_2-NH_2 → Fe_3O_4@SiO_2-NH_2-EY evidencing on chemical bonds Si-O-Si, H-O-H, NH_2. Magnetic measurements (Fig. 1 c) show the saturation magnetization decrease of NPs coated with a SiO_2 shell. However, functionalization of silanized NPs with amino groups leads to some increase of their magnetization value. We ascribe this variety to the surface modification of NPs. Fluorescence measurement pumped at 2.76 eV (450 nm) was measured at room temperature.

MCD spectrum of Fe_3O_4 NPs is characteristic for this material (Fig. 2). Silanization of the samples led to a red shift in the MCD spectra. The difference in the MCD spectra of the silanized

and initial samples indirectly confirms the formation of a SiO_2 shell around the Fe_3O_4 NPs. The functionalization of the silanized sample did not lead to a significant change in the spectra.

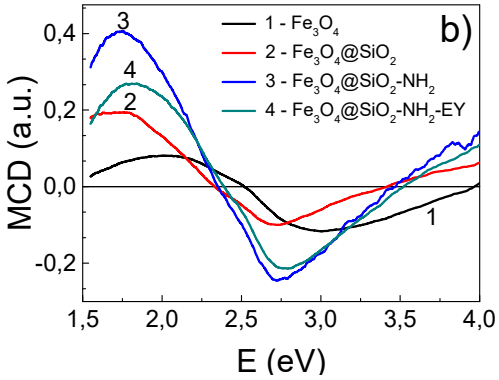


Figure 2. MCD spectra for magnetic NPs at room temperature.

So, the results described above allow concluding that our experimental process is successful and stable: Fe_3O_4@SiO_2 magnetic nanoparticles with core-shell structure were prepared and functionalized for adsorption of cationic and anionic dyes and medical imaging applications.

Acknowledgements The reported study was funded by Joint Research Project of Russian Foundation for Basic Research № 19-52-52002 and Ministry of Science and Technology, Taiwan MOST № 108-2923-M-153-001-MY3 and № 106-2112-M-153-001-MY3.

1. Li J., Yuan Zh., Liu H., Feng J., Chen Zh. Size-dependent tissue-specifc biological efects of core–shell structured Fe_3O_4@SiO_2–NH_2 nanoparticles // J Nanobiotechnol. – 2019. – 17:124. – P.1–14.
2. Aslania E., Abria A., Pazhang M. Immobilization of trypsin onto Fe_3O_4@SiO_2 –NH_2 and study of its activity and stability // Colloids and Surfaces B: Biointerfaces. – 2018. – 170. – P.553–562.
3. Izgi M.S.,. Ece M.S, Kazici H.C., Sahin O., Onat E. Hydrogen production by using Ru nanoparticle decorated with Fe_3O_4@SiO_2eNH_2 core-shell microsphere // International journal of hydrogen energy. – 2020. –45. – P.30415–30430.
4. Xie H., Wu Zh., Wang Zh., Lu J., Li Y., Cao Y., Cheng H. Facile fabrication of acid-resistant and hydrophobic Fe_3O_4@SiO_2@C magnetic particles for valid oil-water separation application // Surfaces and Interfaces. – 2020. – 21. – P.100651.
5. Ghorbani F., Kamari S. Core–shell magnetic nanocomposite of Fe_3O_4@SiO_2@NH_2 as an efficient and highly recyclable adsorbent of methyl red dye from aqueous environments // Environmental Technology & Innovation. – 2019. – 14. – P.100333.
6. Kamari S., Shahbazi A. Biocompatible Fe_3O_4@SiO_2-NH_2 nanocomposite as a green nanofiller embedded in PESenanofiltration membrane matrix for salts, heavy metal ion and dye removal: Longeterm operation and reusability tests // Chemosphere. – 2020. – 243. – P.125282.
7. Alizadeha A., Fakhari M., Safaei Z., Khodeai M.M., Repo E., Asadi A. Ionic liquid-decorated Fe_3O_4@SiO_2 nanocomposite coated on talc sheets: An efcient adsorbent for methylene blue in aqueous solution // Inorganic Chemistry Communications. – 2020. – 121. – P.108204.
8. Erdem B., Avşar S.B., Erdem S., Tekin N. Adsorption of light green and brilliant yellow anionic dyes using amino functionalized magnetic silica (Fe_3O_4@SiO_2@NH_2) nanocomposite // Journal of Dispersion Science and Technology. – 2018. – 40:9. – P.1227 –1235.
9. Dong Sh., Wang Sh., Wang X., Zhai L. Superparamagnetic nanocomposite Fe_3O_4@SiO_2-NH_2/CQDs as fluorescent probe for copper (II) detection // Materials Letters. – 2020. – 278. – P. 128404.

УДК 314.748

УДЕЛЬНАЯ ПОГЛОЩАЕМАЯ МОЩНОСТЬ АНСАМБЛЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ Fe_3O_4, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ КАВИТАЦИОННОГО РАЗРУШЕНИЯ

Рытов Р.А.

аспирант,
Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС»

Баутин В.А.

к-т техн. наук, доцент,
Национальный Исследовательский Технологический Университет «МИСиС»

Усов Н.А.

д-р физ.-мат. наук, ведущий научный сотрудник,
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Пушкова, Российская академия наук, ИЗМИРАН

Аннотация. *В данной работе были изучены магнитные свойства и удельная поглощаемая мощность (УПМ) наночастиц Fe_3O_4, полученных методом механокавитации. Для проведения измерений УПМ были подготовлены образцы наночастиц в 4% растворе агарозы в широком диапазоне концентраций наночастиц, 0.5–10 мг/мл. Показано, что во внешнем магнитном поле с амплитудой 250 Э и частотой 393 кГц, наночастицы генерируют УПМ в диапазоне 50–150 Вт/г в зависимости от концентрации частиц в образце. Для исследуемого объема, равного 0.5 $см^3$, таких значений УМП достаточно для создания равномерного во всем объеме образца повышения температуры от 5–6 $^{\circ}C$ и выше. Преимущества метода механокавитации заключаются в том, что полученные наночастицы имеют химически чистую поверхность и наследуют совершенную кристаллическую структуру и высокое значение намагниченности насыщения исходного образца магнетита. Это делает данные частицы перспективными для использования в биомедицинских приложениях, в частности, для магнитной гипертермии.*

Ключевые слова: *магнитные наночастицы, магнитная гипертермия, удельная поглощаемая мощность, переменное магнитное поле.*

SPECIFIC ABSORPTION RATE OF AN ASSEMBLY OF MAGNETIC Fe_3O_4 NANOPARTICLES OBTAINED BY CAVITATION DESTRUCTION

Rytov R.A.

PhD student,
National University of Science and Technology «MISIS»

Bautin V.A.

PhD., senior lecturer,
National University of Science and Technology «MISIS»

Usov N.A.

Dr. Sc., leading researcher,
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, IZMIRAN

Annotation. *In this work, we studied the magnetic properties and specific absorption rate (SAR) of Fe_3O_4 nanoparticles obtained by the mechanocavitation destruction. To carry out SAR measurements, samples of nanoparticles were prepared in a 4% agarose solution in a wide concentration range of 0.5–10 mg/ml. It is shown that in an external magnetic field with an amplitude of 250 Oe and a frequency of 393 kHz, nanoparticles generate SAR in the range of 50–150 W/g, depending on the concentration of particles in the solution. For the investigated volume of 0.5 cm^3, such SAR values are sufficient to create a temperature elevation of 5–6 ° C and higher in the whole sample volume. The use of the mechanocavitation destruction enables us to produce nanoparticles with chemically pure surface and the saturation magnetization close to that of bulk magnetite. All this makes these particles promising for using in biomedical applications, in particular, for magnetic hyperthermia.*

Keywords: *magnetic nanoparticles, magnetic hyperthermia, specific absorption rate alternating magnetic field.*

Ансамбли магнитных наночастиц находят широкое применение в различных областях современной биомедицины [1]. В частности, наночастицы магнетита Fe_3O_4, обладающие высоким значением намагниченности насыщения и биологической совместимостью, весьма перспективны для применения при терапии онкологических заболеваний. Однако, для биомедицинских приложений необходимо получать химически однородные наночастицы точного состава, с чистой поверхностью, свободной от загрязнений. В связи с этим в данной работе предложен метод механокавитационного разрушения, который позволяет раскалывать крупные частицы магнетита Fe_3O_4 диаметром 1-8 мкм до размеров 20-80 нм. В данной работе измерена также удельная поглощаемая мощность (УПМ) наночастиц Fe_3O_4, полученных при помощи метода механо-кавитационного разрушения, в пременном магнитном поле амплитудой 250 Э и частотой 393 кГц.

Кавитационное разрушение образцов магнетита проводили с использованием специально разработанной лабораторной установки на основе резонансного пьезокерамического вибратора, подробное описание которой представлено в работах [2, 3]. Резонансная система с частотой 22 кГц была рассчитана таким образом, чтобы кавитационные пузырьки воздействовали на крупные частицы магнетита Fe_3O_4 в течение 30 минут. Для сепарации крупных и наноразмерных осколков исходного порошка магнетита на дне первого контура ячейки был применен керамический фильтр, что позволило выделить фракцию наноразмерных частиц магнетита.

Для определения дисперсного состава были проведены электронно- микроскопические исследования частиц в кластерах при помощи микроскопа Tescan MAYA. Исследовались как частицы исходного порошка, так и наночастицы, полученные в результате процесса кавитационного разрушения. Электронно - микроскопические снимки представлены на Рис. 1.

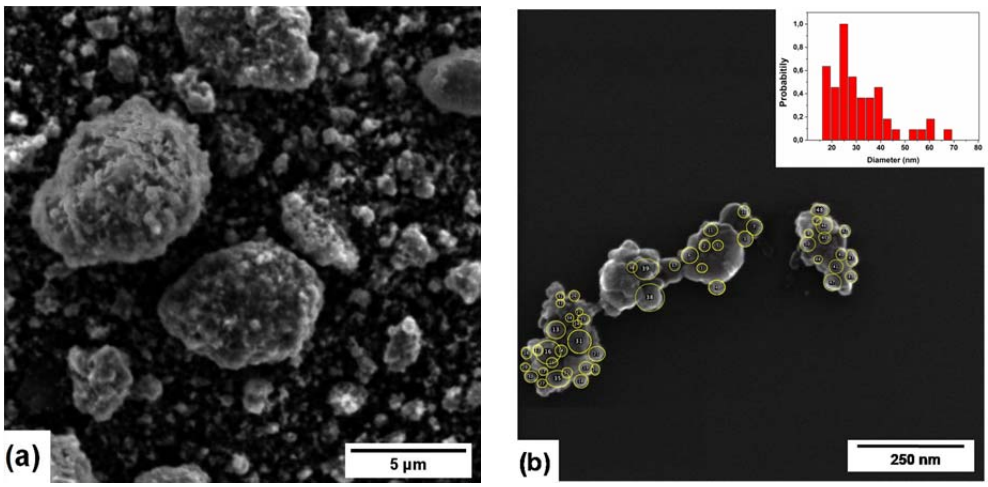


Рис. 1. а) СЭМ изображение исходных микро-частиц магнетита, полученное на Tescan VEGA 3. б) СЭМ изображение наночастиц магнетита после кавитационного разрушения макрообразцов магнетита, полученное на Tescan MAYA. Вставка иллюстрирует распределение частиц по диаметрам.

Как показывает Рис. 1а образцы исходного порошка магнетита представляют собой гранулы с диаметрами порядка 1-8 мкм. После раскалывания исходного порошка и сепарации была получена магнитная жидкость, состоящая из наночастиц магнетита, диспергированных в деионизированной воде. Как показывает Рис. 1б, распределение наночастиц по размерам лежит в достаточно широком интервале диаметров наночастиц, 17 – 71 нм. Стоит отметить, что полученный ансамбль состоит из отдельных кластеров с размерами порядка нескольких микрометров, состоящих из относительно крупных частиц с диаметром порядка 70 нм, окруженных частицами мелкой фракции с диаметрами менее 30 нм.

Измерения удельной поглощения мощности ансамблей магнитных наночастиц были произведены в магнитнм поле с амплитудой 250 Э и частотой 393 кГц. Наночастицы в концентрациях 0.5 – 10 мг/мл были продиспергированы в 4% растворе агарозы в течении часа. Затем, из раствора агарозы были сформированы образцы объемом 0.5 $см^3$. Для проведения эксперимента по измерению УПМ использовался генератор низкочастотного магнитного поля TOR, производитель ООО “Наноматериалы”. Измерения температурного поля проводились в хорошо теплоизолированном контейнере в течение 25 мин до установления стационарного температурного режима, затем для оценки мощности оттока тепла измерялась кривая охлаждения образцов до установления исходной температуры. Эволюция теплового поля фиксировалась с помощью тепловизора с погрешностью 0.1 °C. Рис. 2а показывает температурную карту образца с магнитными наночастицами. Рис. 2б демонстрирует температурные кривые для образцов с концентрациями 10, 5 и 2 мг/мл.

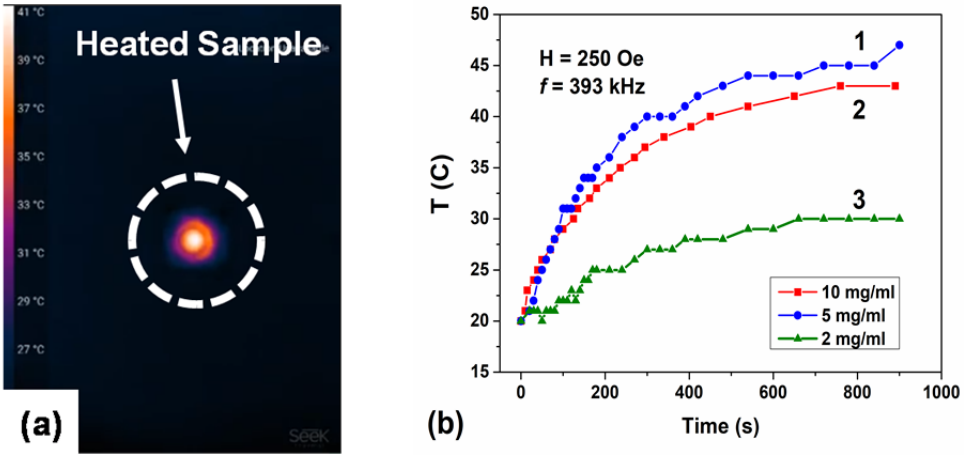


Рис. 2. а) Стационарное распределение температуры на поверхности образца с магнитными наночастицами концентрацией 5 мг/мл; б) температурные кривые для образцов с концентрациями наночастиц 10 мг/мл (1), 5 мг/мл (2), и 2 мг/мл (3), соответственно.

Оценка УПМ ансамбля наночастиц в жидкости проводилась с помощью известной формулы [1]

$$SAR = C\left[\frac{dT}{dt}\right]_{t=0}\frac{m_f}{m_p}, \qquad (1)$$

где C = 4.2 (Дж/кг·°C) – удельная теплоемкость воды, m_f – масса жидкости в образце, m_p – масса наночастиц в образце, dT/dt – средняя скорость приращения температуры в начальный момент времени. Оцененные на основе этой формулы значения УПМ лежат в интервале 50–150 Вт/г, что сравнимо с результатами аналогичных измерений на ансамблях частиц магнетита [1] при указанных частотах и амплитудах переменного поля.

Для применения в магнитной гипертермии оптимальным является режим умеренного нагрева, когда стационарные приращения температуры в опухоли лежат в диапазоне ΔT = 6 – 7 °C. Как показывает Рис. 2б, в данном эксперименте такое приращение температуры в образце достигается уже через минуту после начала эксперимента при концентрациях магнитных наночастиц > 5 мг/мл. Дальнейшее увеличение температуры приведет к возникновению термоабляции, ΔT > 12 °C, а поддержание таких температур в течении длительного периода времени может быть опасным для окружающих живых тканей.

Авторы выражают благодарность Министерству образования и науки Российской Федерации за финансовую поддержку в рамках Программы повышения конкурентоспособности НИТУ «МИСиС», контракт №К2А-2019-034.

Список использованных источников:

1. Perigo E., et al. Fundamentals and advances in magnetic hyperthermia // Applied Physics Reviews. – 2015. – № 2. – P. 041302–041335.
2. V.A. Bautin, et al, Cavitation Assisted Production of Assemblies of Magnetic Nanoparticles of High Chemical Purity // JOM. – 2020. – №1.
3. V.A. Bautin, N.S. Perov, R.A. Rytov, E.M. Gubanova, N.A. Usov. Magnetostatic properties of assembly of magnetic vortices // Physica B: Physics of Condensed Matter. – 2020. – № 582. – P. 411964.

УДК 548

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОРАЗМЕРНЫХ ЧАСТИЦ $FeBO_3$, ПОЛУЧЕННЫХ МЕТОДОМ МЕХАНИЧЕСКОГО ПОМОЛА

Н.И. Снегирёв

М.н.с., аспирант, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

И.С. Любутин

Г.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

С.В. Ягупов

Заведующий лабораторией, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского

С.С Старчиков

С.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

М.А. Чуев

Г.н.с., Физико – технологический институт им. К.А. Валиева РАН

Р.Д. Светогоров

Инженер-исследователь**,** НИЦ «Курчатовский институт»

О.М. Жигалина

В.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

В. Н. Хмеленин

С.н.с., ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

М.Б. Стругацкий

Профессор, Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского

Аннотация. *Наночастицы бората железа исследованы методами рентгеновской дифракции, электронной микроскопии и мёссбауэровской спектроскопии.*

Ключевые слова: *Борат железа, наночастицы, магнитные свойства, мёссбауэровская спектроскопия*

MAGNETIC PROPERTIES OF $FeBO_3$ NANOSIZED PARTICLES PREPARED BY MECHANICAL MILLING

N.I. Snegirev,

Junior researcher, Ph.D. Student, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

I.S. Lyubutin

Principal researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

S.V. Yagupov

Head of laboratory, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

S.S. Starchikov

Senior researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

M.A. Chuev

Principal researcher, Valiev Institute of Physics and Technology RAS

R.D. Svetogorov

Research engineer, NRC “Kurchatov Institute”

O.M. Zhigalina

Leading researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

D.N. Khmelenin

Senior researcher, FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

M.B. Strugatsky

Professor, V.I. Vernadsky Crimean Federal University

Annotation. Iron borate $FeBO_3$ nanoparticles were studied by X-ray diffraction analysis, electron microscopy and Mössbauer spectroscopy.

Keywords: Iron borate, nanoparticles, magnetic properties, Mössbauer spectroscopy.

Iron borate $FeBO_3$, being a transparent room temperature ferromagnet, is a perfect magneto-optical material. There are a number of theoretical works (see e.g. [1]) demonstrating the great importance of FeBO3 nanoparticles for modern technologies. The study of size effects on the parameters of functional materials is important both for their practical application and for fundamental science.

In this work, $FeBO_3$ nanoparticles were prepared from previously synthesized bulk single crystals [2] by grinding them in a vibratory ball mill.

Fig. 1 shows a typical high resolution transmission electron microscopy (TEM) image of $FeBO_3$ nanoparticles. The particle size ranged from about 1 μm to 10 nm, and their size distribution depends on the grinding time.

X-ray diffraction analysis (see patterns in Fig. 2) was performed using the Kurchatov synchrotron radiation source; it showed the absence of impurity phases in all prepared samples. Average particle sizes were determined to be 279, 181, 112, 104 and 78 nm for grinding times of 1, 3, 7, 20 and 25 hours, respectively.

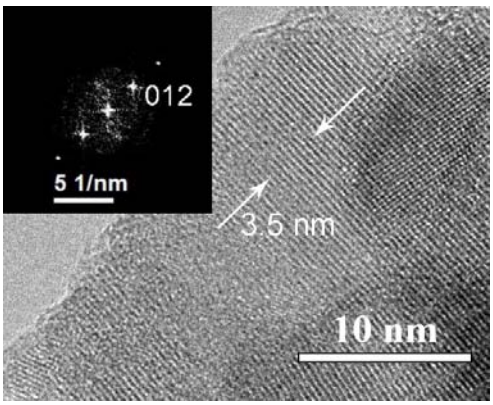


Fig.1. High resolution TEM image and Fourier diffractogram of the $FeBO_3$ particle.

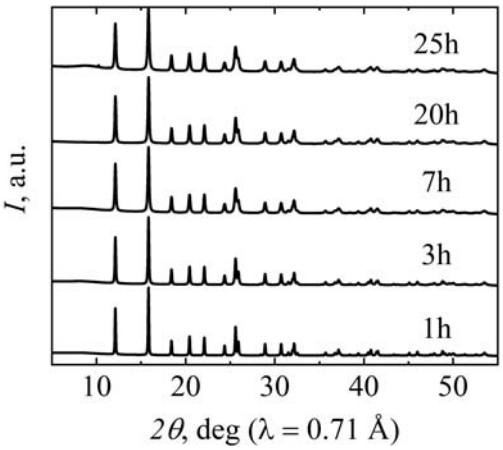


Fig. 2. X-ray diffraction patterns of $FeBO_3$ grinded for 1, 3, 7, 20 and 25 hours (bottom to top).

The Mössbauer absorption spectra of $FeBO_3$ particles were studied ~~in~~ over a wide temperature range.

At room temperature, the spectra revealed a paramagnetic doublet along with a magnetic sextet (Fig. 3), which is not typical for bulk iron borate [3].

The doublet intensity increases with increasing grinding time. We believe that this behaviour of the spectra is caused by temperature-induced relaxation processes of the iron magnetic moments, which strongly depend on the particle size [4].

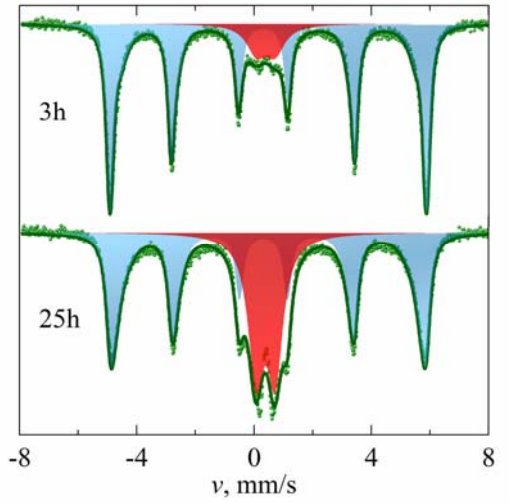


Fig. 3. The room temperature Mössbauer spectra of $FeBO_3$ grinded for 3 and 25 hours. The dots are experimental data, and the blue and red areas correspond to the magnetic and paramagnetic components, respectively. The green line is the result of fit.

Acknowledgments: the reported study was funded by RFBR, project number 19-29-12016\20-мк, in part of preparing of the samples, Mössbauer studies and theoretical analysis. Electron microscopy was performed with the support of the Ministry of Science and Higher Education using the equipment of the Shared Research Center FSRC “Crystallography and Photonics” RAS.

References

1. Shang S. et al. Band structure of $FeBO_3$: Implications for tailoring the band gap of nanoparticles // Applied Physics Letters. – 2007. – V. 91. – P. 253115.

2. Yagupov S. et al. Development of a Synthesis Technique and Characterization of High-Quality Iron Borate $FeBO_3$ Single Crystals for Applications in Synchrotron Technologies of a New Generation // Crystal Growth & Design. – 2018. – V. 18. – P. 7435-7440.

3. Eibschütz M., Pfeiffer L., Nielsen J. W. Critical-Point Behavior of $FeBO_3$ Single Crystals by Mössbauer Effect // Journal of Applied Physics. – 1970. – V. 41. – P. 1276-1277.

4. Chuev M. A. On the thermodynamics of antiferromagnetic nanoparticles by example of Mössbauer spectroscopy // JETP letters. – 2012. – T. 95. – P. 295-301.

УДК 538.955

МАГНИТНЫЕ НАНОЧАСТИЦЫ Fe_3O_4@C: СИНТЕЗ, МОРФОЛОГИЯ, МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И ПРИМЕНЕНИЯ

Соколов А.Э.
К.ф.-м.н. старший научный сотрудник Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН-обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН
Сибирский федеральный университет

Иванова О.С.
К.ф.-м.н. научный сотрудник Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН-обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН, Сибирский федеральный университет

Светлицкий Е.С.
Студент, Сибирский федеральный университет

Петров Д.А.
К.ф.-м.н. научный сотрудник Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН-обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Chen Ying-Zhen
Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Spivakov A.A.
Post doctor at research Department of Applied Physics,
National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Lin En-Szu
Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Jhang Cheng-Jhih
Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Tseng Yaw Teng
Associated Professor
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Lin Chun-Rong
Professor, Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Аннотация *Работа посвящена исследованию магнитных наночастиц Fe_3O_4@C, синтезированных методом термического разложения с использованием трех различных маршрутов синтеза: (1) двухстадийный процесс, когда предварительно синтезированные наночастицы Fe_3O_4 покрываются углеродом, (2) наночастицы в одностадийном процессе получения покрываются углеродом, и (3) эти наночастицы ядро-оболочка покрывались дополнительной углеродной оболочкой. Изучены морфология и особенности магнитных и магнитооптических свойств полученных гибридных наночастиц. Исследованы адсорбционные свойства наночастиц по удалению катионных и анионных красителей из водных растворов.*

MAGNETIC NANOPARTICLES FE_3O_4@C: SYNTHESIS, MORPHOLOGY, MAGNETIC PROPERTIES AND APPLICATION

Sokolov A.E.
PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS
Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

Ivanova O.S.
PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Svetlitsky E.S.
Student, Siberian Federal University, Krasnoyarsk, 660041, Russia

Petrov D.A.
PhD, researcher of laboratory of physics of magnetic phenomena
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Chen Ying-Zhen
Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Spivakov A.A.
Post doctor at research Department of Applied Physics,
National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Lin En-Szu
Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Jhang Cheng-Jhih
Master degree student
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Tseng Yaw Teng
Associated Professor
Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Lin Chun-Rong
Professor Department of Applied Physics, National Pingtung University, Pingtung, Taiwan, R.O.C.

Annotation. *The work is devoted to the study of the Fe_3O_4@C magnetic nanoparticles synthesized with the thermal decomposition method using three different synthesis routes: (1) two stage process when preliminary synthesized Fe_3O_4 nanoparticles were covered by carbon, (2) core-shell nanoparticles were prepared in the one stage process, and (3) these core-shell nanoparticles were covered with the additional carbon shell. The morphology and features of the magnetic and magneto-optical properties of the obtained hybrid nanoparticles were studied. The sorption properties of NPs for the removal of dyes have been studied.*

Keywords: *core-shell Fe_3O_4@C nanoparticles, adsorption, magnetic properties*

Magnetic nanoparticles (NPs) have been widely studied for a long time and are considered as very perspective materials for modern technologies. One of the advantages of magnetic NPs is associated with their ability to be easily extracted from the medium by applying magnetic field. In this regard, Fe_3O_4@C NPs are rather attractive to be used for the polluted water treatment since they combine the good adsorption properties of carbon, a developed and large specific surface area, and the magnetic properties of magnetite. Several authors carried out experiments on the pollutants removal from water with Fe_3O_4@C NPs [1]. They were used as sorbents of heavy metals (Cu, Ni, Co, and Cd) [2], poly-aromatic carbons [3], brominated flame retardants and pentachlorophenol [4], methylene blue (MB) and cresol red (CR) [5,6,7,8].

A number of synthesis methods leads to a large variety of the NPs properties. Therefore, the study of particles obtained by various methods, the determination of their properties and the search for applications remains an urgent problem and requires research in each case. The present work is devoted to the study of the morphology, magnetic and adsorption properties of Fe_3O_4@C NPs obtained by thermal decomposition method using several synthesis routs. The methylene blue (MB) was selected as a typical organic pollutant to test the ability of the Fe_3O_4@C composite for adsorptive removal of organic pollutant from water.

The Fe_3O_4 NPs (sample 1A) were synthesized with thermal decomposition of iron (III) acetyl-acetonate Fe in benzyl alcohol in an argon stream at 200 °C for 2 hours. After cooling the mixture, the nanoparticles were separated from the suspension by a magnetic field, then product was washed several times with ethanol by magnetic decantation and dried at 30 °C for 6 hours. To prepare nanocomposite Fe_3O_4@C (sample 1B), the obtained Fe_3O_4 NPs were mixed with glucose solution for 30 min and heated in a teflon autoclave at 200°C for 12 hours. After cooling, the

nanoparticles were separated by a magnet and washed several times with water and ethanol, and dried at 60 °C for 6 hours. The sample 2A was synthesized by a one-stage thermal decomposition of a mixture of iron (III) nitrate monohydrate, oleic acid (OA), and oleylamine (OLA). Oleic acid pyrolysis was used in our synthesis as a carbon source for coating iron oxides. The reaction took place in an argon stream at T ≤ 395 °C. To prepare sample 2B, the solution of powder 2A with glucose was placed in a Teflon autoclave at 200℃ for 12 hours.

The synthesized samples were examined by X-ray diffraction (XRD), transmission electron microscope (TEM), vibrating sample magnetometer (VSM), and magnetic circular dichroism spectroscopy (MCD). Experiments were carried out on the MB extraction with NPs from the water solution.

Figure 1 shows the NPs morphology transformation when coming from sample 1A to 2B. In the parent 1A sample, well-dispersed spherical NPs of about 10 nm in diameter are seen (Fig.1a), coatings them with carbon led to the formation of large carbon plates with NPs interspersed (Fig. 1c). In sample 2A, most of particles demonstrate spherical shape but have essentially larger diameter comparing to sample 1A. Alongside with these NPs, faceted and polygonal shaped NPs are observed (Fig. 1b). In sample 2B, the last one's become larger, their quantity arises strongly and spherical NPs can be noted in their background (Fig. 1d). Origin and composition of polygonal NPs are not clear yet.

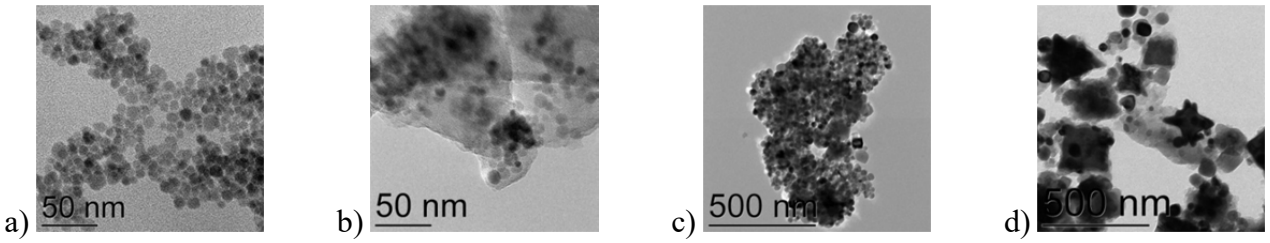


Fig. 1. TEM images of samples 1A (a), 1B (c), 2A (b), and 2B (d)

The magnetization curves are shown in Fig. 2a. The practical absence of hysteresis in the case of 1A and 1B samples evidences their superparamagnetic state at room temperature. Hysteresis is observed in samples 2A and 2B, at that the coercivity is noticeably larger in sample 2B. This behavior is consistent with the particle sizes in the samples seen in the TEM images. In all cases, the NPs magnetization remains rather large which is sufficient for their application.

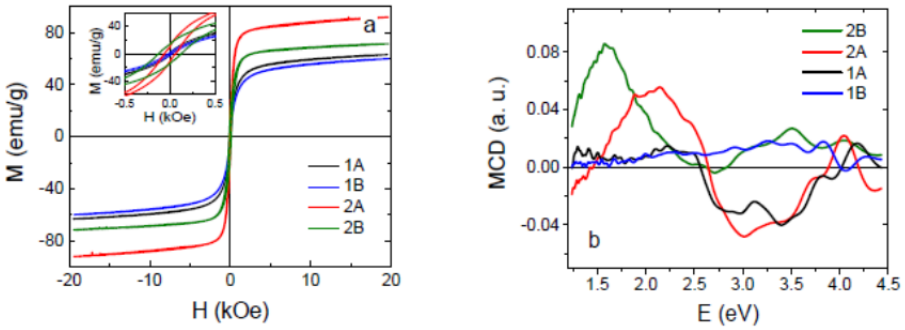


Fig. 2. Magnetization loops (a) and the MCD spectra at H = 13 kOe (b) of the samples measured at room temperature.

The MCD spectra (Fig. 2b) of the samples demonstrate strong changes at the transitions from one sample to another. Since the form of the MCD spectrum has a certain form characteristic of a certain phase, this tells us that the phase composition in each case is not pure; the NPs most likely contain a mixture of iron oxide phases. Only in 1A and 2A cases MCD spectra are similar to the spectrum of magnetite. MCD of sample 1A has a much lower value. This could be due to the very small size and superparamagnetic behavior of the NPs in this sample. The process of the carbon coating of already obtained nanoparticles, both in 1B and in 2B cases, leads to a significant change in the MCD spectrum which can be caused by a change in the phase composition.

The sorption properties of the particles were determined according to the standard procedure. The dye concentrations were determined by measuring at the maximum adsorption of MB at the light wave length 660 nm using a spectrophotometer. At any time, the amount of dye adsorbed onto the adsorbent (q_t) was calculated by the following equation:

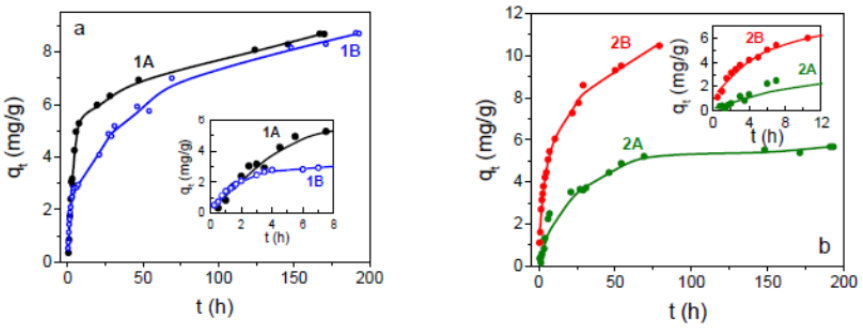


Fig. 3. The effect of contact time on the adsorption of MB for 1A, 1B samples (a) and for 2A, 2B samples (b). The inset shows a section of short adsorption times. Experimental conditions: C_0=30 (mg/l), m(NP)=3 (mg) in V=1.5 (ml).

$$q_t = \frac{(C_0 - C_t)V}{m},$$

here C_0 (mg/l) is the initial MB concentration, C_t (mg/l) is the dye concentration at any time t, V is the volume of the liquid and m (g) is the mass of the absorbent. The specific features of the adsorption of each sample are clearly seen in Fig. 3.

The description of the adsorption curves by kinetic models of the pseudo-first ($\ln(q_e - q_t) = lnq_e - k_1 t$) and pseudo-second ($t/q_t = 1/k_2 q_e^2 + t/q_e$) order showed closeness to the kinetic model of the pseudo-second order, and therefore the sorption process in our case can be controlled by chemisorption. Where q_e is the equilibrium sorption value, k_1, k_2 are the rate constants of the sorption of the reaction of the pseudo-first and pseudo-second orders, respectively. The determined correlation coefficients are equal 0.917 (1/h) and 0.995 (g/mg·h) for each case, respectively.

The dependences of the adsorption value on the initial concentration of the dye have one plateau, and they belong to type I adsorption isotherms, therefore, we can talk about monomolecular sorption. A quantitative description by the Langmuir and Freundlich equations showed that the adsorption of MB on the surface of the studied nanoparticles is well described by the Langmuir theory of monomolecular adsorption. Sample 2 has the highest absorption capacity.

Acknowledgements The reported study was funded by Joint Research Project of Russian Foundation for Basic Research № 19-52-52002 and Ministry of Science and Technology, Taiwan MOST № 108-2923-M-153-001-MY3 and № 106-2112-M-153-001-MY3. The measurements partially were carried out in the Krasnoyarsk Regional Center of Research Equipment of Federal Research Center «Krasnoyarsk Science Center SB RAS»

1. Lima M.M., Macuvele D.L.P., Muller L., et al, Synthesis and Potential Adsorption of Fe_3O_4@C Core-Shell Nanoparticles for to Removal of Pollutants in Aqueous Solutions: A Brief Review // Journal of Advanced Chemical Engineering. –2017. – V.7(1) . – P.1000172.
2. Habila M.A., ALOthman Z.A., El-Toni A.M., et al. One-Step Carbon Coating and Polyacrylamide Functionalization of Fe_3O_4 Nanoparticles for Enhancing Magnetic Adsorptive-Remediation of Heavy Metals // Molecules. – 2017. – 22. – P. 2074.
3. Zhang Sh., Niu H., Hu Zh., et al, Preparation of carbon coated Fe_3O_4 nanoparticles and their application for solid-phase extraction of polycyclic aromatic hydrocarbons from environmental water samples // Journal of Chromatography A. – 2010. – 1217. – P. 4757–4764.
4. Yang J., Li Jia-yuan Qiao et al, Magnetic solid phase extraction of brominated flame retardants and pentachlorophenol from environmental waters with carbon doped Fe_3O_4 nanoparticles // Applied Surface Science. – 2014. – 321. – P. 126–135.
5. Qu L., Han T., Luo Zh., Liu C., Mei Y., Zhu T. One-step fabricated Fe_3O_4@C core–shell composites for dye removal: Kinetics, equilibrium and thermodynamics // Journal of Physics and Chemistry of Solids. – 2015. – 78. – P. 20–27.
6. Sun Yu., Ni P., Zhu M., et al . Preparation of Fe_3O_4@C submicron rods for adsorption of methylene blue and fast separation from water // Micro & Nano Letters. – 2019. – V.14(9). – P. 962–966.
7. Namvari M., Namazi H. Preparation of efficient magnetic biosorbents by clicking carbohydrates onto graphene oxide // J Mater Sci. – 2015. – 50. – 5348–5361.
8. Wang J., Zhang Q., Liu J., et al, Preparation and excellent adsorption of water pollution dyes over magnetic Fe_3O_4/C nanoparticles with hollow grape cluster morphology // J Nanopart Res. – 2020. – 22. – P. 196.

УДК 537.6

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МАГНИТНЫХ ЭМУЛЬСИЙ С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ

Туркин С.Д.
Северо-Кавказский Федеральный Университет, физико-технический факультет, Ставрополь

Диканский Ю.И.
Северо-Кавказский Федеральный Университет, физико-технический факультет, Ставрополь

Аннотация: *Проведено исследование особенностей распространения ЭМ волны через прямоугольный волновод, частично заполненный магнитными эмульсиями на основе однородных магнитных жидкостей.*
Ключевые слова: магнитные жидкости, электромагниные волны, эффективная среда

INTERACTION OF MAGNETIC EMULSIONS WITH ELECTROMAGNETIC WAVES

Turkin S.D.
North Caucasus Federal University, Faculty of Physics and Technology, Stavropol

Dikansky Yu.I.
North Caucasus Federal University, Faculty of Physics and Technology, Stavropol

Abstract: *A study of the features of the propagation of an EM wave through a rectangular waveguide partially filled with magnetic emulsions based on homogeneous magnetic fluids is carried out.*

Key words: *magnetic fluids, electromagnetic waves, effective medium*

Исследование процессов взаимодействия однородных магнитных коллоидов с СВЧ – излучением (8 – 12 ГГц) в слабых полях не представляет значительного интереса, т.к. магнитная восприимчивость претерпевает существенные (резонансные) изменения только в области сильных полей напряженностью порядка 10^5 А/м. Однако на основе магнитных жидкостей созданы новые композиционные намагничивающиеся среды – магнитные эмульсии [1-4]. Структурой таких сред можно управлять воздействием даже относительно слабых магнитных полей, которое приводит к деформации магнитных капель в магнитных эмульсиях. Это должно в свою очередь привести к изменениям характера взаимодействия электромагнитных волн с такими средами. Подтверждением этого могут служить результаты проведенных нами ранее исследований эффекта Фарадея, наблюдающегося в магнитных коллоидах и созданных на их основе магнитных эмульсиях в СВЧ-диапазоне [5-6]. Влияние пространственной структуры, возникающей в композите, на поглощение ЭМ волны можно исследовать с помощью частичного заполнения прямоугольного волновода образцом. Такая конфигурация за счет геометрии волновода позволяет выделять области с отдельным видом колебаний электрического и магнитного вектора. Это в свою очередь может привести к различным видам поглощения электромагнитной энергии.

В связи с вышеизложенными рассуждениями, в настоящей работе проведено исследование особенностей распространения ЭМ волны через прямоугольный волновод, частично заполненный магнитными эмульсиями на основе однородных магнитных жидкостей. Исследования проводились при воздействии постоянного магнитного поля, напряженность которого достаточна для структурного изменения системы, но значительно меньше значения, при котором возможен ферромагнитный резонанс. Было показано, что воздействие электромагнитной волны на структурированный образец различно по отношению к расположениям образца в волноводе. Физическая разница этих расположений заключается в том, что в середине волновода имеется пучность электрического поля волны, а возле боковой стенки электрическое поле отсутствует. Соответственно вытягивание магнитных капель вдоль электрического вектора электромагнитной волны приводит дополнительному поглощению энергии. Отметим, что длина волны СВЧ-излучения, использованного в экспериментальных исследованиях, гораздо больше размера капель магнитной эмульсии. Это в свою очередь позволило при математическом описании эксперимента использовать модель сплошной среды с эффективными параметрами.

Список использованных источников

[1] Y.I. Dikansky, M.A. Bedzhanyan, V.V. Kiselev. Magnetohydrodynamics, 1, 19 (1995).

[2] A. Zakinyan, Y. Dikansky. Colloids and Surfaces, 380, 314 (2011).

[3] M. Ivey, J. Liu, Y. Zhu, S. Cutillas.// Phys. Rev. E, – 2000– v. 63, p, 011403. DOI: 10.1103/PhysRevE.63.011403

[4] A. Zakinyan, Y. Dikansky, M. Bedzhanyan.// J. Dispersion. Sci. Technol., –2014–v.35, –p. 111.

[5] Ю.И. Диканский, С.Д. Туркин.// ЖТФ, –2017 –т. 87 (12) – с. 1895. [Y.I. Dikanskii, S.D. Turkin. Tech. Phys., 62, 1893 (2017). DOI: 10.1134/S1063784217120064]

[6] S.D. Turkin, Yu.I. Dikansky. Magnetohydrodynamics, 54 (1–2), 3 (2018).

[7] В.В. Никольский. Теория электромагнитного поля. /М., Высшая школа, 1961.

УДК 543.429.3:544.163.3

МЕССБАУЭРОВСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЖЕЛЕЗО-НИКЕЛЕВЫХ НАНОЧАСТИЦ, ПОДВЕРГНУТЫХ ИЗОХРОННЫМ ТЕРМИЧЕСКИМ ОТЖИГАМ

Фадеев М.С.
аспирант, Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Русаков В.С.
д.ф.-м.н., профессор**,** Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

Козловский А.Л.
доктор философии, зав. лабораторией физики твердого тела,
Астанинский филиал Института ядерной физики, Алматы, Казахстан

Кадыржанов К.К.
д.ф.-м.н., профессор, Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева,
Нур-Султан, Казахстан

Здоровец М.В.
к.ф.-м.н., директор Астанинскиого филиала Института ядерной физики, Алматы, Казахстан

Аннотация. *Работа посвящена исследованию железо-никелевых наночастиц, синтезированных методом химического осаждения и подвергнутых изохронному термическому отжигу при температурах до 800°C, методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe с привлечением данных сканирующей электронной микроскопии и рентгеновской дифрактометрии. Установлена последовательность фазовых превращений, получена информация об особенностях кристаллической и магнитной структур, а также сверхтонких взаимодействий во всем исследованном интервале температур термических отжигов.*

Ключевые слова: *мессбауэровская спектроскопия, наночастицы, термический отжиг, железо-никель*

MÖSSBAUER STUDIES OF IRON-NICKEL NANOPARTICLES DURING ISOCHRONIC THERMAL ANNEALING

Fadeev M.S.
PhD student, M.V. Lomonosov Moscow State University

Rusakov V.S.
Dr.Sc., professor**,** M.V. Lomonosov Moscow State University

Kozlovskiy A.L.
PhD, head of the Laboratory of Solid State Physics,
The Astana Branch of the Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

Kadyrzhanov K.K
Dr.Sc., professor, L.N. Gumilyov Eurasian National University,
Nur-Sultan, Kazakhstan

Zdorovets M.V.
Cand.Sc., director of the Astana Branch of the Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

Annotation. *The work is devoted to the study of iron-nickel nanoparticles synthesized by chemical deposition and subjected to isochronous thermal annealing at temperatures up to 800°C by the method of Mössbauer spectroscopy on ^{57}Fe nuclei using data from scanning electron microscopy and X-ray diffractometry. The sequence of phase transformations is established, and information about the features of the crystal and magnetic structures, as well as hyperfine interactions, is obtained in the entire studied temperature range of thermal annealing.*

Keywords: *Mössbauer spectroscopy, nanoparticles, thermal annealing, iron-nickel*

В последнее время проявляется повышенный интерес к синтезу и исследованию наноразмерных структур. При этом значительное внимание уделяется наночастицам подгруппы железа (Fe, Co, Ni), их сплавов и различных оксидных форм, поскольку они могут иметь широкое применение в качестве носителей для адресной доставки лекарств, магнитных носителей информации, источников для устройств альтернативной энергетики, а также в качестве различных анодных материалов для аккумуляторных батарей нового поколения (см., например, [1,2]).

Синтез исследованных нами железо-никелевых наночастиц осуществлялся методом химического осаждения, подробно описанным в [3]. Согласно данным, полученным в результате обработки снимков сканирующей электронной микроскопии, наночастицы имеют сферическую форму, а их средний размер увеличивается от 20 нм до ~ 80 нм при увеличении температуры изохронного (5 ч.) отжига от 25°C до 800°C соответственно. С помощью рентгеновской дифрактометрии определено, что все образцы имеют две фазы, характерные для оксида Fe-Ni-O со структурой шпинели и Fe-Ni сплава с гранецентрированной кубической решеткой. При повышении температуры отжига происходят фазовые превращения, в ходе которых наблюдается окисление Fe-Ni сплава и формирование Fe-Ni-O шпинели, а также упорядочение кристаллической структуры и увеличение степени кристалличности.

Исследование сверхтонких взаимодействий в отожжённых железо-никелевых наночастицах проводилось методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe. Все мессбауэровские спектры были сняты при комнатной температуре и адекватно ($1.13 \le \chi^2 \le 1.53$) описаны с помощью двух распределений сверхтонких параметров с разным диапазоном значений сверхтонких магнитных полей, а также двух квадрупольных дублетов и синглета (рис. 1). По полученным значениям сверхтонкого магнитного поля H_n и сдвига мессбауэровской линии δ установлено, что одно распределение (H_n = 350 – 550 кЭ) соответствует оксиду Fe-Ni-O, а другое распределение (H_n = 220 – 350 кЭ) соответствует Fe-Ni сплаву. Остальные парциальные спектры соответствуют Fe-Ni наночастицам, находящимся в суперпарамагнитном состоянии. При этом один дублет (δ ~ 0.41 мм/с) можно отнести к атомам железа в октаэдрическом кислородном окружении, другой дублет (δ ~ 0.26 мм/с) – к атомам железа в тетраэдрическом окружении в оксиде Fe-Ni-O, а синглет (δ ~ 0.04 мм/с) – атомам железа в наночастицах Fe-Ni сплава. С ростом температуры отжига распределение сверхтонкого магнитного поля для оксида Fe-Ni-O становится уже (рис. 1). При 600°C и выше распределение расщепляется на два более узких одномодальных распределения, соответствующих тетраэдрической (A) и октаэдрической (B) позициям структуры шпинели. Анализ распределений сверхтонких магнитных полей на ядрах ^{57}Fe позволил установить, что Fe-Ni сплав состоит из гранецентрированной (fcc) и объёмно-центрированной (bcc) фаз с максимумами распределения сверхтонкого магнитного поля в областях ~ 280 кЭ и ~ 330 кЭ соответственно (рис. 1).

Мессбауэровский спектр исходных наночастиц состоит из парциальных спектров Fe-Ni сплавов (~ 40 %) с объёмно-центрированной и гранецентрированной кубическими структурами, оксидных наночастиц (~ 38 %), оксида Fe-Ni-O (~ 17 %) и металлических наночастиц (~ 4 %). При повышении температуры отжига наблюдается увеличение относительной ин-

тенсивности спектра оксида Fe-Ni-O за счет уменьшения относительных интенсивностей парциальных спектров сначала оксидных и металлических наночастиц, а затем Fe-Ni сплавов, как с гранецентрированной, так и с объемно-центрированной структурами (рис. 2). Таким образом, с ростом температуры отжига до 600°C постепенно происходит окисление сплавов Fe-Ni и формирование оксидной фазы Fe-Ni-O со структурой шпинели, которая при температуре выше 600°C становится полностью сформированной.

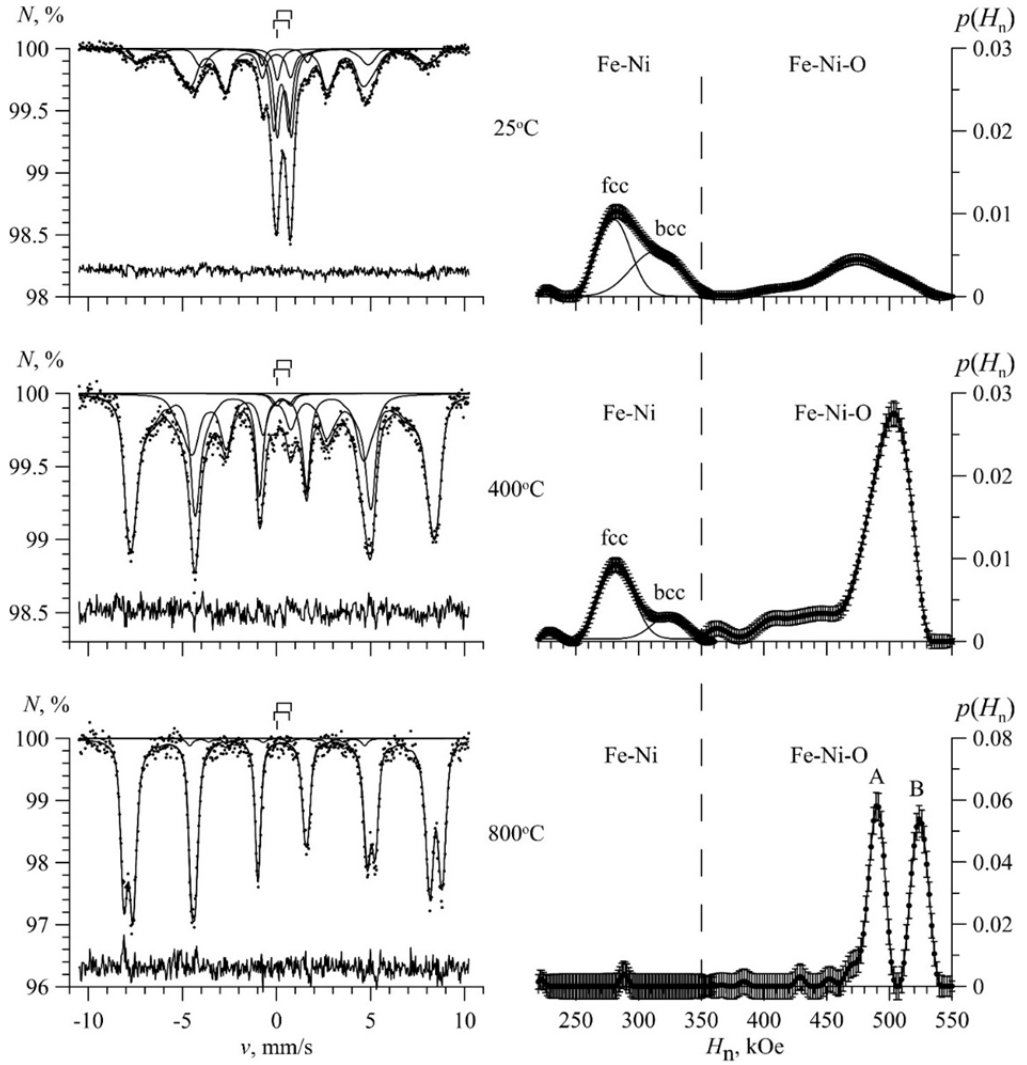
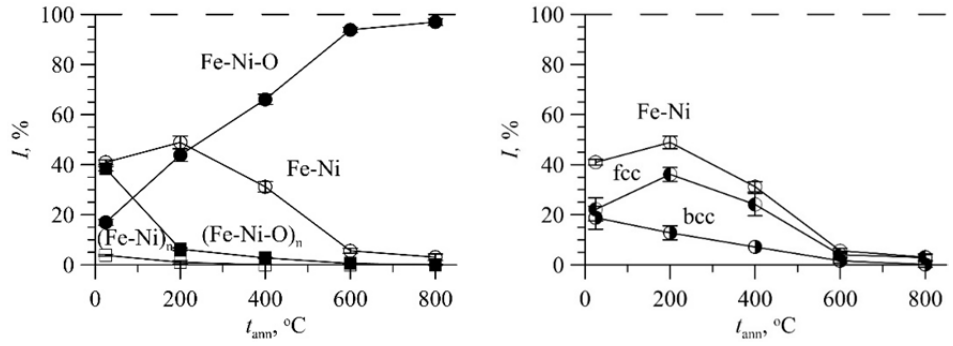


Рис. 1. Мессбауэровские спектры N(v) (слева) и результаты восстановления распределений сверхтонкого магнитного поля p(H_n) (справа) для ядер ^{57}Fe в наночастицах, полученных при температурах отжига 25°C, 400°C и 800°C.

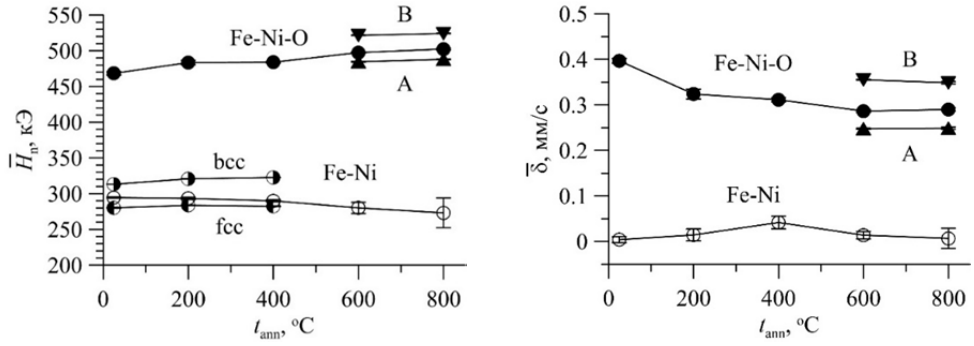
С помощью метода мессбауровской спектроскопии были получены зависимости средних значений сверхтонких магнитных полей $\overline{H}_n$ и сдвигов $\overline{\delta}$ для парциальных-спектров ядер ^{57}Fe в оксиде Fe-Ni-O, отдельно в тетраэдрической и октаэдрической позициях структуры шпинели, в Fe-Ni сплаве и отдельно в сплавах Fe-Ni с объемно-центрированной и гранецентрированной кубическими структурами, от температуры отжига (рис. 3). С ростом температуры отжига наблюдается небольшое увеличение средних значений сверхтонкого магнитного поля на ядрах ^{57}Fe в оксиде Fe-Ni-O. При температуре выше 600°C данная фаза полностью формируется, и можно отдельно получить значения сверхтонких магнитных полей на ядрах ^{57}Fe для тетраэдрической (A) $H_n \sim 486$ кЭ и октаэдрической (B) $H_n \sim 523$ кЭ позиций структуры шпинели. Для оксида Fe-Ni-O при увеличении температуры отжига сдвиг мессбауэровского спектра δ уменьшается от ~ 0.4 мм/с до ~ 0.3 мм/с. Значения сдвигов для тетраэдрической и октаэдрической позиций равны ~ 0.25 мм/с и ~ 0.35 мм/с соответственно. Для

Fe-Ni сплава сдвиг мессбауэровского спектра близок к нулю (0.01 – 0.04 мм/с).



а) б)

Рис. 2. Зависимости относительных интенсивностей парциальных мессбауэровских спектров оксида Fe-Ni-O и сплавов Fe-Ni, а также оксидных $(Fe\text{-}Ni\text{-}O)_n$ и металлических $(Fe\text{-}Ni)_n$ наночастиц, находящихся в суперпарамагнитном состоянии, от температуры отжига (а);зависимости относительных интенсивностей парциальных спектров Fe-Ni сплавов с гранецентрированной (fcc) и объемно-центрированной (bcc) кубическими решетками от температуры отжига (б).



а) б)

Рис. 3. Зависимость средних значений $\bar{H}_n$ сверхтонких магнитных полей на ядрах ^{57}Fe в оксиде Fe-Ni-O, в тетраэдрической A и октаэдрической B позициях структуры шпинели, и в Fe-Ni сплаве, а также с гранецентрированной (fcc) и объемно-центрированной (bcc) кубическими решетками, от температуры отжига (а); зависимость средних значений $\bar{\delta}$ сдвигов парциальных-спектров ядер ^{57}Fe в оксиде Fe-Ni-O, а также в тетраэдрической A и октаэдрической B позициях структуры шпинели, и в сплаве Fe-Ni, от температуры отжига (б).

В ходе электрохимических ресурсных зарядно-разрядных испытаний железо-никелевых наночастиц установлено, что изменение фазового состава и упорядочение кристаллической и магнитной структур в результате отжига приводит к увеличению времени эксплуатации и устойчивости к деградации в процессе циклирования (подробнее об этом см. [3]).

Список использованных источников:

1. Zhao, Chen, et al. Nanostructured Fe-Ni Sulfide: A Multifunctional Material for Energy Generation and Storage // Catalysts 9.7. – 2019. – 597.

2. Bai, Lu, Xudong Wen, and Jingqi Guan. Amorphous FeCoNi oxide for oxygen evolution reaction // Materials Today Energy 12. – 2019. – 311-317.

3. Rusakov V.S., Kadyrzhanov K.K., Kozlovskiy A.L., Fadeev M.S., Zdorovets M.V. Phase transformations as a result of thermal annealing of nanocomposite Fe-Ni / Fe-Ni-O particles // Ceramics International. Volume 46. Issue 2. – 2020. – Pages 1586-1595.

УДК 537.622

МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАНОЧАСТИЦ ОКСИДА НИКЕЛЯ ПОЛУЧЕННОГО В ПЛАЗМЕ ДУГОВОГО РАЗРЯДА

Ушаков А.В.

д.т.н., доцент,
зав. лабораторией нанодисперсных и композиционных материалов, ФИЦ Красноярский научный центр СО РАН

Карпов И.В.

к.т.н., доцент,
зав. лабораторией каф. ЮНЕСКО «НМиТ» Сибирский федеральный университет

Федоров Л.Ю.

научный сотрудник, ФИЦ Красноярский научный центр СО РАН

Аннотация. *Работа посвящена магнитным измерениям наночастиц NiO. Показано, что при температурах 200 и 300 К наночастицы, в отличие от объемных частиц, демонстрируют ферромагнитное поведение, а при 4,3 К появляется магнитная петля гистерезиса. На основании проведенных исследований получены результаты, свидетельствующие о том, что наночастицы NiO обладают действительно заметным магнитным откликом, и проявляют сложное магнитное поведение в зависимости от напряженности магнитного поля и температуры.*

Ключевые слова: *вакуумная дуга, наночастицы, оксид никеля, магнетизм*

MAGNETIC CHARACTERISTICS OF NANOPARTICLES OF NICKEL OXIDE OBTAINED IN ARC DISCHARGE PLASMA

Ushakov A.V.

Dr.Sc., docent,
head laboratory of nanodispersed and composite materials, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS

Karpov I.V.

head laboratory of UNESCO «NM&T» Siberian Federal University

Fedorov L.Yu.

scientist, Federal Research Center Krasnoyarsk Scientific Center SB RAS

Annotation. *The work is devoted to magnetic measurements of NiO nanoparticles. It is shown that at temperatures of 200 and 300 K nanoparticles, in contrast to bulk particles, exhibit ferromagnetic behavior, and at 4.3 K, a magnetic hysteresis loop appears. Based on the studies carried out, results were obtained indicating that NiO nanoparticles have a really noticeable magnetic response and exhibit complex magnetic behavior depending on the magnetic field strength and temperature.*

Keywords: *vacuum arc, nanoparticles, nickel oxide, magnetism*

В ходе работы были рассмотрены изотермические зависимости намагниченности M от напряженности магнитного поля H. Как следует из рис. 1, форма кривых для полученных наночастиц NiO соответствует форме, характерной для суперпарамагнитных или антиферромагнитных материалов с ферромагнитной примесью. Однако подгонка модифицированной функцией Ланжевена [1] $M = M_0L(x) + \chi_aB$ не подтверждает данные предположения.

Результаты подгонки данных для нормализованной кривой намагниченности при 300 К показана на вставке к рис. 1. Как видно из графика, даже при температуре выше T_B поведение кривой намагниченности не совпадает с предсказанием теории суперпарамагнетизма. При температурах ниже T_B отклонение еще больше. Можно предположить, что происходит сложное взаимодействие магнитного поля с антиферромагнитным ядром и спинстекольной оболочкой наночастиц. Кроме того, необходимо учесть анизотропию формы оболочки и магнитоупругую анизотропию ядра из-за остаточных напряжений, возникающих в наночастице при высокоскоростном плазмохимическом синтезе.

При понижении температуры вклад в намагниченность от объемной и оболочечной анизотропии резко увеличивается и можно говорить о новом магнитном состоянии. На рис. 2 представлены изотермические зависимости намагниченности в режимах FC и ZFC при температуре 5 К. Коэрцитивные силы гистерезисных петель приблизительно равны и составляют 420 Oe. Остаточная намагниченность в режиме FC составила 0,98 emu/g, а для ZFC несколько меньше – 0,76 emu/g. Обменного смещения или каких-либо особенностей в коэрцитивности обнаружено не было. Однако природа ферромагнетизма оболочки может быть различна и традиционные подходы к обменному смещению могут быть неприменимы. Необходимо отметить и существенный скачек магнитного момента, связанный с фазовыми переходами при понижении температуры, или конкуренцией различной анизотропии в наночастице. Сложное обменное взаимодействие ферромагнитной оболочки с антиферромагнитным ядром отражается в зависимости $M(T)$ в постоянном магнитном поле 1 kOe, представленной во вкладке на рис. 2.

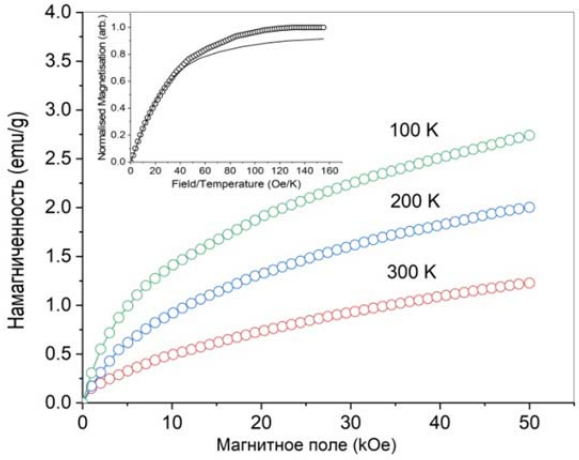


Рис. 1. Зависимости M(H) наночастиц NiO при указанных температурах

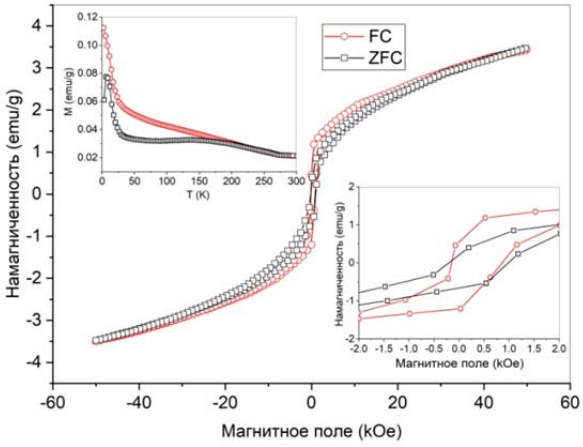


Рис. 2. Гистерезисные петли зависимости намагниченности наночастиц NiO от приложенного поля. На вставках увеличенные гистерезисные петли и кривые зависимости M(T) в режимах FC и ZFC

На кривых $M_{ZFC}(T)$ можно определить три точки, определяющие характер взаимодействия наночастиц с магнитным полем: острый пик при температуре замораживания $T_f \sim 7$ K, широкий максимум при температуре блокирования $T_B \sim 146$ K и температура расщепления $T_{irr} \sim 280$ K. Подобное поведение вполне укладывается в модель ядро-оболочка [2]. В процессе конденсации на подложке наночастица растет из паровой фазы и затем окисляется благодаря кислородной плазме, причем формирование происходит с кислородными вакансиями как следствие высокой скорости плазмохимического процесса. При этом антиферромагнит-

ное ядро формируется с некомпенсированными магнитными подрешетками, создающими магнитный момент. Магнитно-хаотичная оболочка термически ведет себя как спин-стекольная система. В такой модели, выше определенной температуры ядро будет демонстрировать суперпарамагнитные свойства. Однако, как показано на рис. 1 этого не происходит. Наночастицы имеют распределение частиц по размерам [3], которое коррелирует с распределением энергетических барьеров и соответственно магнитные моменты наночастиц блокируются в определенном диапазоне температур.

Полученное значение T_f – температура замораживания спинов оболочки. Этот процесс может быть связан с конкурирующим взаимодействием кубической и одноосной анизотропией. Как было показано в работе [4] магнитные явления в нанопорошках плазмохимического синтеза напрямую связаны с коагуляционным процессом роста наночастиц из кластерной фазы. Поскольку процесс кристаллизации носит лавинообразный характер, наночастицы имеют дендритную структуру с преимущественным ростом к испарителю. Одноосная магнитная анизотропия может быть связана именно с дендритной структурой наночастиц. Диаметр отдельного дендрита достигает размера кластера ~ 2 нм. Такие структуры хорошо видны на XRD спектрах в виде уширения основания пиков или гало. Стехиометрия по кислороду может также меняться в широких пределах от дефицита до избытка в зависимости от теплового состояния подложки. Наночастицы при этом испытывают существенную структурную деформацию, вследствие высокой поверхностной энергии. Связь между магнитоупругой анизотропией и ферромагнетизмом в нанопроволоках изучалась в работе [5]. В нашем случае появление гистерезисных петель также можно связать с остаточной деформацией в наночастицах, благодаря которым происходит усиление обменных связей между ионами никеля и появлению дальнего магнитного порядка. Дендритная модель микроструктуры наночастицы объясняет особенность поведения кривой зависимости $M_{ZFC}(B)$ при температуре замораживания (вставка на рис. 2). Отсутствие же четкого эффекта обменного взаимодействия анизотропии на границе ядра и оболочки объясняется плавностью перехода.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00021).

Список использованных источников:

1. Seehra M.S., Babu V.S., Manivannan A., Lynn J.W. Neutron scattering and magnetic studies of ferrihydrite nanoparticles / Physical Review B. – 2000. Vol. 61, p. 3513.

2. Winkler E., Zysler R.D., Mansilla M.V., Fiorani D., Rinaldi D., Vasilakaki M., Trohidou K.N. Surface spin-glass freezing in interacting core–shell NiO nanoparticles / Nanotechnology. – 2008. Vol. 19, p.185702.

3. Ushakov A.V., Karpov I.V., Fedorov L.Yu., Demin V.G., Goncharova E.A., Shaihadinov A.A., Zeer G.M., Zharkov S.M. The effect of microstructural features on the ferromagnetism of nickel oxide nanoparticles synthesized in a low-pressure arc plasma / Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2020. Vol. 124, p. 114352.

4. Karpov I.V., Ushakov A.V., Demin V.G., Shaihadinov A.A., Demchenko A.I., Fedorov L.Yu., Goncharova E.A., Abkaryan A.K. Investigation of the residual stresses effect on the magnetic properties of CuO nanoparticles synthesized in a low-pressure arc discharge plasma / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2019. Vol. 490, p. 165492.

5. Adenot A.L., Deprot S., Bertin F., Bois D., Acher O. Magnetoelastic anisotropy of ferromagnetic glass-coated microwires / Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2004. 272-276, p. E1115.

УДК 537.874:537.86

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ КОМПОЗИТОВ ПОЛИВИНИЛОВЫЙ СПИРТ/Mn-Zn ФЕРРИТ-ШПИНЕЛЬ

Шакирзянов Р.И.

аспирант, зав. лабораторией кафедры Технологии Материалов Электроники НИТУ МИСиС

Костишин В.Г.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой Технологии Материалов Электроник НИТУ МИСиС

Исаев И.М.

к.т.н., доцент, проректор по безопасности и общим вопросам НИТУ МИСиС

Каюмова А.Ю.

студент НИТУ МИСиС

Олицкий В.К.

студент НИТУ МИСиС

Салогуб Д.В

аспирант, инженер кафедры Технологии Материалов Электроники НИТУ МИСиС

Аннотация. *В частотном диапазоне 0,1 – 7 ГГц рассмотрены динамические электрофизические свойства магнитных полимерных композитов состава поливиниловый спирт/Mn-Zn феррит марки 2000НМ. Проанализированы основные особенности спектров комплексных диэлектрической и магнитной проницаемости, а также получены спектры поглощения изготовленных композитов. Наибольшее поглощение -22,5 дБ при частоте 3,8 ГГц обнаружено в композите с массовой долей феррита 0,4.*

Ключевые слова: *феррит-шпинель, композит, диэлектрическая проницаемость, магнитная проницаемость, радиопоглощение*

ELECTROPHYSICAL PROPERTIES OF MAGNETIC POLYMER COMPOSITES POLYVINYL ALCOHOL / Mn-Zn FERRITE-SPINEL

Shakirzyanov R.I.

Ph.D. student, head of laboratory of the Department of Technology of Materials for Electronics, NUST MISIS

Kostishyn V.G.

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Head of. Department of Materials Technology Electronics, NUST MISiS

Isaev I.M.

Ph.D., Associate Professor, Vice-Rector for Security and General Issues, NUST MISIS

Kayumova A.Yu.

student of NUST MISIS

Olitsky V.K.

student of NUST MISIS

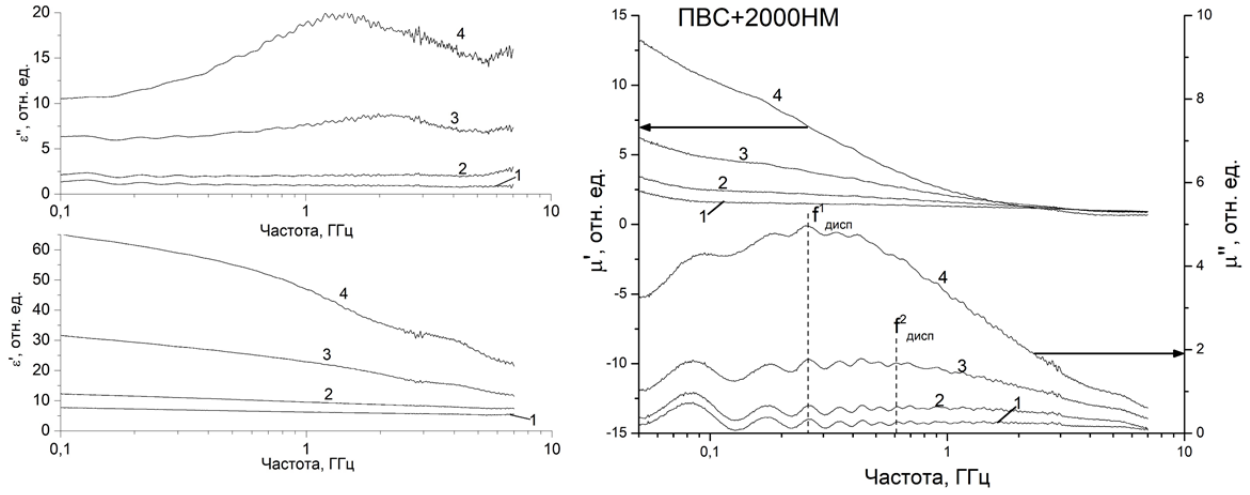
Salogub D.V.

Ph.D. student, engineer of the Department of Technology of Materials for Electronics, NUST MISiS

Abstract. *In the frequency range 0,1 - 7 GHz, the dynamic electrophysical properties of magnetic polymer composites of the composition polyvinyl alcohol / Mn-Zn ferrite grade 2000NM are investigated. The main features of the complex permittivity and permeability spectra are analyzed, and the absorption spectra of the fabricated composites are calculated. The highest absorption of -22.5 dB at a frequency of 3.8 GHz was found in a composite with a ferrite weight ratio of 0.4*

Keywords: *spinel ferrite, composite, dielectric constant, magnetic permeability, radio absorption*

Целью работы было получение и изучение электромагнитных характеристик полимерных композиционных материалов (ПКМ) состава поливиниловый спирт (ПВС) / феррит-шпинель марки 2000НМ. ПКМ получали методом термопрессования смеси порошков феррита химического состава $Mn_{0,58}Zn_{0,26}Fe_{2,16}O_4$ (фракция 100-200 мкм) и ПВС марки 16/1. В спектрах диэлектрической проницаемости (рис. 1 а) полученных композитов в области частот 0,1-7 ГГц для массовых долей 0,6 и 0,8 (выше порога перкаляции) обнаружена выраженная дисперсия и значительное увеличение среднего значения диэлектрической проницаемости от концентрации включений. Это можно связать с тем, что Mn-Zn феррит характеризуется высокой проводимостью, обусловленной прыжковым механизмом электронной проводимости между катионами Fe^{2+}, Fe^{3+}, Mn^{2+}(Mn^{3+}, Mn^{4+}) в тертраэдрических и октаэдрических позициях. Когда частота перескоков совпадает с частотой внешнего электрического поля спектр ε’’(f) имеет максимум по механизму Дебая [1]. Основной особенностью спектров μ’(f), μ’’(f) является смещение частоты дисперсии (частот естественного ферримагнитного резонанса и резонанса доменных границ) для концентрированных композитов ПВС-2000НМ в область низких частот (рис. 1 б). Данный эффект можно объяснить сильным влиянием размагничивающих факторов, которые образуют локальные размагничивающие поля. С увеличением размагничивающего фактора (наличием полимерных прослоек) процесс вращения вектора намагниченности затрудняется, что вызывает снижение значения комплексной магнитной проницаемости, увеличение частоты дисперсии [2]. Явления магнитных резонансов и поляризационной релаксации обуславливают интенсивные электромагнитные потери в композитах. Поглощающие характеристики оценивались при помощи коэффициента отражения на металлической пластине [3]. Из спектров коэффициента отражения для толщины поглотителя 6,5 мм видно, что наибольшими потерями характеризуется композит с массовой долей 0,4 (рис. 2). С увеличением концентрации феррита происходит сдвиг частоты максимального поглощения в сторону меньших частот, что коррелирует со смещением дисперсии в магнитных спектрах.



а) б)

Рис. 1 – Спектры комплексной диэлектрической проницаемости (а) и комплексной магнитной проницаемости (б) композита ПВС/2000НМ с массовыми долями 0,2 – 1; 0,4 – 2; 0,6 – 3; 0,8 – 4

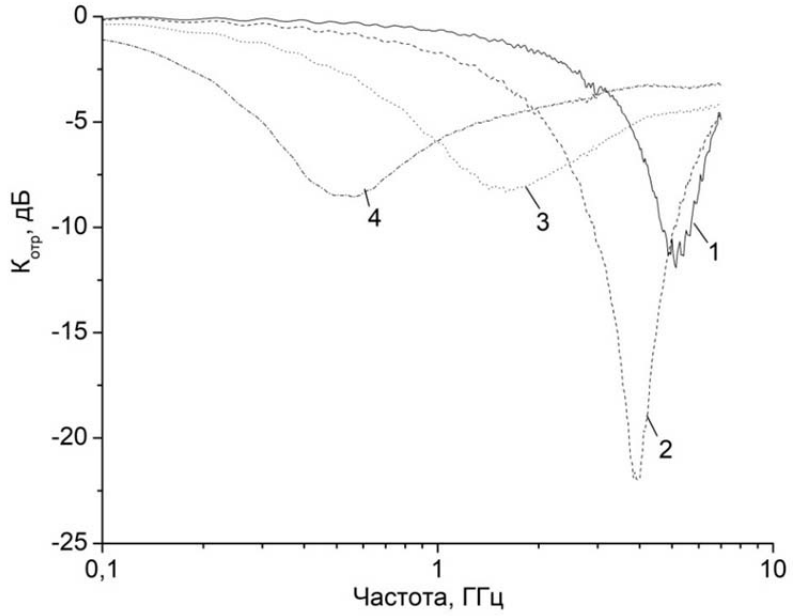


Рис. 1 – Спектры коэффициента отражения на металлической пластине для композита ПВС/2000НМ с массовыми долями 0,2 – 1; 0,4 – 2; 0,6 – 3; 0,8 – 4

Список использованных источников:

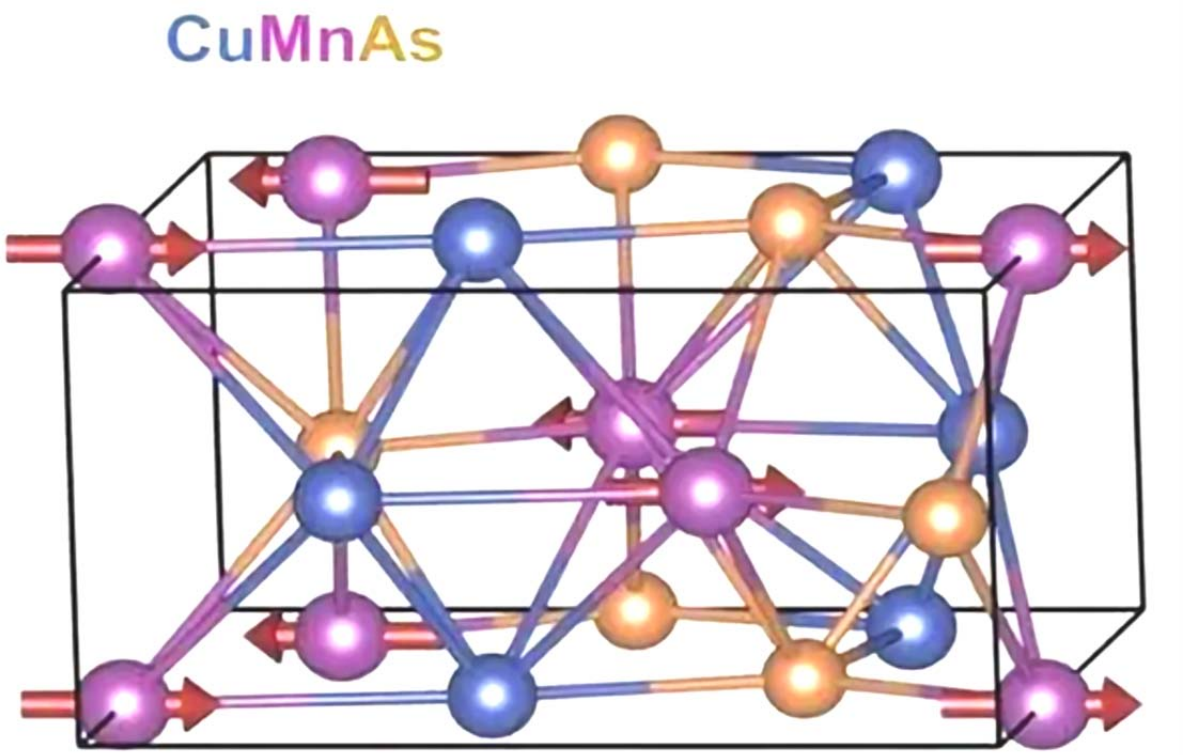
1. Parashar J. / Dielectric behaviour of Zn substituted Cu nano-ferrites // J. Parashar, V.K. Saxena, Jyoti, D. Bhatnagar, K.B. Sharmab // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2015. – V. 394. –P. 105–110.

2. Доценко О. А. Микроволновые характеристики композиционного магнитного материала на основе гексаферрита Z-типа / О. А. Доценко, К. О. Фролов. // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал]. – 2017. – №1. Режим доступа: http://jre.cplire.ru/jre/jan17/10/text.pdf

3. Wang B. Influence of the interface reflections on the microwave reflection loss for carbonyl iron/paraffin composite backed by a perfect conduction plate / B. Wang, J. Wei, L. Qiao, T. Wang, F. Li // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – V. 324. P. 761–765.

Нанотехнологии – это кошмар для любителей разбирать матрешки…

Из интернета



МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ

УДК 537.6

ИНТЕРФЕЙСНЫЙ ЭФФЕКТ ДЗЯЛОШИНСКОГО-МОРИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ НАНОСТРУКТУРАХ СО СПЛАВОМ ТЯЖЕЛЫЙ МЕТАЛЛ-ФЕРРОМАГНЕТИК

Бессонов В.Д.

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Телегин А.В.

к.ф.м.н., заведующий лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Теплов В.С.

м.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Самардак А.С.

д.ф.м.н., проректор, Дальневосточный федеральный университет

Макарова М.В.

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *Работа посвящена изучению особенностей дисперсии спиновых волн в металлических наноструктурах Pt/Co методами Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света (МБРС). Обнаруженная асимметрия стоксовой и анти-стоксовой частей спектра обусловлена вкладом интерфейсного взаимодействия Дзялошинского-Мория (ВДМ). Методом МБРС измерена величина и знак ВДМ для наноструктур Pt/Co разной толщины с внедренным аморфным сплавом $Pt_{1-x}Co_x$ и без сплава. Выполнены оценки влияния интерфейсов на величину ВДМ и сделаны предположения по усилению эффекта.*

Ключевые слова: *взаимодействие Дзялошинского-Мория, магнитная анизотропия, интерфейсные явления, магнитные наноструктуры, Мандельштам-Бриллюэновское рассеяние света*

INTERFACIAL DZYALOSHINSKII-MORIYA INTERACTION IN METALLIC NANOSTRUCTURES WITH FERROMAGNET-HEAVY METAL ALLOY INSERTION

Bessonov V.D.

Dr., Leading researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Telegin A.V.

Dr., Principal researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Teplov V.S.

Junior researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Samardak A.S.

Dr.Sc., Leading researcher, Far Eastern Federal University

Makarova M.V.

Dr., Senior researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Annotation. *The work is dedicated to the Brillouin spectroscopy (BLS) of the features of the dispersion of spin waves in metallic nanostructures Pt/Co. The detected asymmetry of the Stokes and anti-Stokes parts of the spectrum is due to the contribution of the Dzyaloshinsky-Moriya interface interaction (DMI). The BLS method was used to measure the magnitude and sign of VDM for Pt/Co nanostructures of different thicknesses with and without an embedded $Pt_{1-x}Co_x$ amorphous alloy. The influence of the interfaces on the DMI value is estimated and assumptions are made to enhance the effect.*

Keywords: *Dzyaloshinsky-Moriya interaction, magnetic anisotropy, interface phenomena, magnetic nanostructures, Mandelstam-Brillouin light scattering*

Необходимость совершенствования средств хранения и обработки информации вызывается непрерывно растущим потоком информации (Big Data), цифровизацией всех сфер деятельности человека (internet of things), нехваткой энергоресурсов и конкурентным спросом на скорость обработки данных. Исследования на стыке топологического магнетизма и спинтроники - скирмионика - открывает новые технологические возможности создания сверхбыстрых наноразмерных устройств передачи и обработки данных с управляемыми потерями и шумами, функционирующих на СВЧ и ТГц частотах [1]. Скирмоны стабилизируются в киральных спиновых системах с выраженной перпендикулярной магнитной анизотропией (ПМА), сильной спин-орбитальной связью и взаимодействием Дзялошинского – Мория (ВДМ). В многослойных металлических структурах «тяжелый металл/ферромагнетик» сильно проявляется эффект интерфейсного ВДМ [2,3].

В работе изучены особенности дисперсии спиновых волн и ВДМ в металлических наноструктурах Pt/Co разной толщины.

Анализируемые образцы структур типа Ta(2 нм)/Pt(3)/Co(y)/Ta(2) и Ta(2)/(Pt_xCo_{1-x})/Ta(2) были получены методом магнетронного напыления при $P=5\times10^{-9}$ Torr на подложках Si. Нижний и верхний слои тантала используются для лучшей адгезии Pt к подложке и защите всей структуры от окисления в процессе отжигов, соответственно. Качество слоистой структуры, толщины слоёв и степень несовершенства межслойных границ образца были определены на основании данных рентгеновской рефлектометрии. Оценка ВДМ в структурах проводилась с помощью Мандельштам-Бриллюэновского рассеяния света в геометрии Даймона-Эшбоха в постоянном магнитном поле до 1 Тесла при комнатной температуре в СВЧ-диапазоне 1-20 ГГц [4].

Измеренные спектры термических магнонов во всех полученных наноструктурах сильно зависели от волнового вектора и имели выраженную асимметрию (сдвиг) в стоксовой и анти-стоксовой части при изменении полярности приложенного магнитного поля (например, см. Рис. 1), связанную с вкладом интерфейсного ВДМ. Показано, что величина сдвига, частоты и полуширина резонансных линий коррелируют с изменением толщины слоя Co и сплава PtCo. Например, референсный образец с максимальной по данным магнитных измерений ПМА демонстрирует максимум при 22 ГГц в поле 1.05 Тесла. Оценочная величина энергии ВДМ составила D=0.12 мДж/м^2. Увеличение толщины слоя Co до 1.8 нм приводит к почти трехкратному росту D=-0.55 мДж/м^2. Внедрение аморфного эквиатомного сплава PtCo толщиной 4 нм приводит к появлению преимущественно плоскостной компоненты анизотропии в структуре. В результате поля насыщения уменьшаются до 0.1 Тесла, резонансный пик сдвигается в область 9.7 ГГц (Рис. 1), а оценка дает величину D~0.3 мДж/м^2. Дополнительный слой Сотолщиной 0.8 нм в структуре со сплавом почти не влияет на резонансный пик, однако уменьшает общую величину намагниченности и соответственно уменьшает константу D~0.2 мДж/м^2. Максимальная величина интерфейсного ВДМ была получена для структуры с тремя амфорными сплавами PtCo разного состава общей толщиной 1.2 нм, помещенных между отдельными слоями Pt и Co. Величина D такой стуркутры составила -0.82 мДж/м^2.

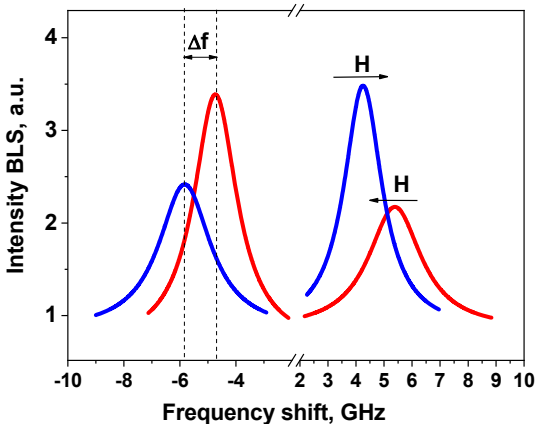


Рис. 1. Спектр МБРС наноструктуры Si/Ta/Pt(2)(PtCo)x3/Co(0.8)/Ta(2), измеренный в полях 0.1 Тесла разной полярности для $\boldsymbol{k}=11.8\cdot10^{4}$ *см*$^{-1}$.

Таким образом в работе обнаружен и изучен вклад интерфейсного ВДМ не только на четко-выраженных границах слоев наноструктур Pt/Co, но и в аморфном сплаве. Использование многослойных наноструктур позволило более четко выделить вклад интерфейсного ВДМ, при этом избежать влияния объемных эффектов. Наблюдаемое поведение магнитных свойств и усиление энергии ВДМ в образцах можно связать в первую очередь с увеличением плотности интерфейсов, ответственных за ВДМ, а также большей атомной плотностью в аморфном сплаве по сравнению со структурой с монослоями. Варьируя толщину слоёв и состав сплава в структуре можно моделировать величину ВДМ, а также ширину линии ферромагнитного резонанса, что важно для создания СВЧ-устройств. Полученные наноструктуры с усиленным интерфейсным взаимодействием также могут быть интересны для изучения различных спин-зависящих эффектов: спин-холл, спин-орбитального взаимодействие, киральное затухание и других.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20160.

Список использованных источников:

1. Zhang X., Zhou Y., Mee Song K. et al. Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications // J. Phys.: Cond. Mat. –V. 32. – 2020. – p.143001.
2. Topology in Magnetism. Eds. Zang J., Cros V., Hoffmann A. Springer Nature. – 2018. – 416 p.
3. Belmeguenai M., Adam Jean-Paul, Roussign´e Y. et al. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized Pt/Co/AlO_x ultrathin films measured by Brillouin light spectroscopy // Physical Review B. – V. 91 – 2015. – p. 180405(R).
4. Di K., Li Zhang V., Siah Lim H. et al. Asymmetric spin-wave dispersion due to Dzyaloshinskii-Moriya interaction in an ultrathin Pt/CoFeB film // Applied physics letters. – V. 106 – 2015. – p. 052403.

УДК: 537.624; 537.632

УПРАВЛЕНИЕ АНИЗОТРОПИЕЙ В ПЛЕНКЕ ПЕРМАЛЛОЯ НА СТРУКТУРИРОВАННОЙ ПОДЛОЖКЕ

Губанова Ю.А.

студент, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Ногинова Н.

Центр по исследованию материалов, Норфолкский государственный университет

Бегинин Е.Н.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра нелинейной физики
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Аннотация. *Экспериментально и численно исследовано явление ферромагнитного резонанса в меандровой структуре из пермаллоя при варьировании направлении внешнего магнитного поля. Была выявлена возможность управление магнитной анизотропией в ферромагнитных пленках за счет профилирования.*

Ключевые слова: *ферромагнитная пленка, меандровая структура, магнитная анизотропия*

CONTROL OF ANISOTROPY IN A PERMALLOY FILM ON A STRUCTURED SUBSTRATE

Gubanova Y.A.

student, Chernyshevsky Saratov State University

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,
Chernyshevsky Saratov State University

Gubanov V.A.

Ph.D. student, Chernyshevsky Saratov State University

Noginova N.

Professor of Physics,
Center for Materials Research, Norfolk State University

Beginin E.N.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Nonlinear Physics,
Chernyshevsky Saratov State University

Annotation. *The phenomenon of ferromagnetic resonance in a permalloy meander structure was investigated experimentally and numerically by varying the direction of the external magnetic field. The possibility of controlling magnetic anisotropy in ferromagnetic films by profiling was revealed.*

Keywords: *ferromagnetic film, meander structure, magnetic anisotropy*

В данном обзоре представлены результаты исследования распространения спиновых волн и формирования ферромагнитного резонанса в мета-поверхности меандрового волновода. Исследуемая структура (рис. 1) представляет собой меандровый волновод из пермаллоя (20%Fe +80%Ni) с периодом модуляции p=740 нм. Толщина слоя пермаллоя составила h=50 нм. Высота всей периодической структуры w=170 нм. Эту структуру можно рассматривать как одномерный (1D) магнонный кристалл с точки зрения периодической модуляции формы в одном направлении. В то же время благодаря возможности распространения спиновых волн во всех трех направлениях (в плоскости ферромагнитной пленки: поперек и вдоль него, перпендикулярно плоскости) предлагаемая структура может быть отнесена к классу трехмерных магнонных структур [1-3].

Для исследования формирования в меандровой структуре распространения спиновых волн и ферромагнитных резонансов используются как экспериментальные, так и численные методы. Методами ферромагнитного резонанса (ФМР) и рассеяния света Брилюэна показано, что при изменении угла намагниченности в плоскости возможно управление магнитной анизотропией. Численное моделирование проводилось путем решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильбета для диманики намагничивания в эффективном поле с учетом диполь-обменного взаимодействия [4,5] для материала NiFe и анизотропии формы меандровой структуры. Результаты численного моделирования показали, что механизм управления спиновыми волнами в мета-поверхности меандрового волновода связан как с вариацией анизотропии за счет анизотропии формы в структуре, так и с эффектами динамического намагничивания, возникающими при распространении спиновых волн вдоль и поперек полос, образованных на поверхности структуры меандра NiFe. Показано также, что конструкция магнитной анизотропии предлагаемой мета-поверхности определяет происхождение анизотропного спин-волнового распространения и формирование спин-волновых резонансов в локальных областях вертикального и горизонтального сегментов меандровой структуры. Наши результаты могут представлять интерес для применения в магнитных метаматериалах и магнонике благодаря возможности формирования реконфигурируемой магнитной мета-поверхности, которая достигается за счет изменения угла между магнитным полем смещения и рельефом на поверхности мета-поверхности.

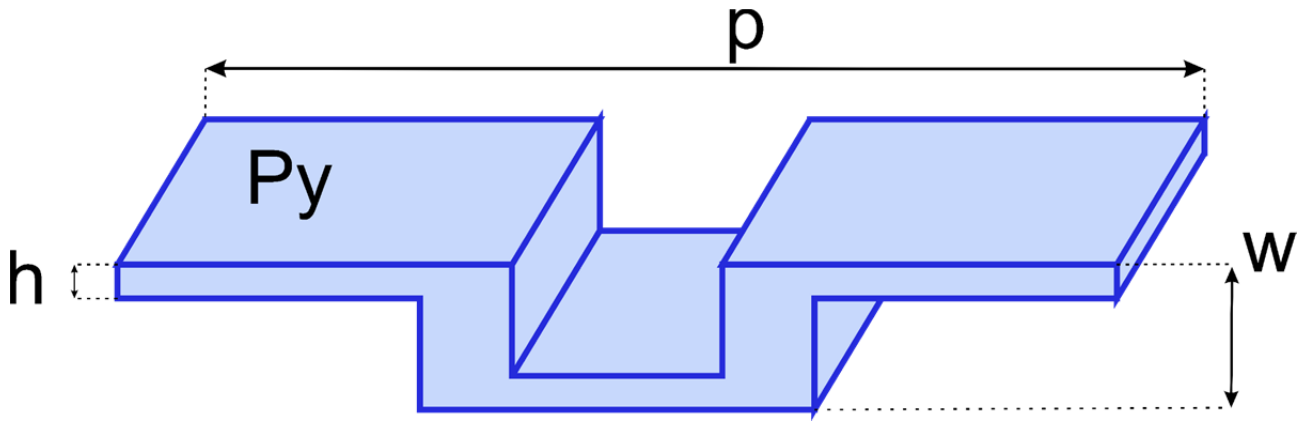


Рис. 1. Схематическое изображение сегмента периодической структуры.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 20-79- 10191.

Список использованных источников:

1. Noginova N., Williams Q. L., Dallas P. and. Giannelis E. P Magnetic nanoparticles for tunable microwave metamaterials// Proc. SPIE 8455, Metamaterials: Fundamentals and Applications – 2012 – P 845531.

2. Noginova N., Barnakov Yu., Radocea A., Atsarkin V.A. Role of dipole-dipole interactions in half-field quantum transitions in magnetic nanoparticles, J. Magn. Magn. Mater. –2011 – № 323 – 2264.

3. Beginin E.N., Kalyabin D.V., Popov P.A., Sadovnikov A.V., Sharaevskaya A.Yu., Stognij A.I. and Nikitov S.A. “3D Magnonic Crystals” In G. Gubbiotti (Eds) “Three-Dimensional Magnonics” CRC Press (Taylor&Francis), Jenny Stanford Publishing, New York ISBN: 978-981-4800-73-0

4. Gubbiotti G. el al Magnonic Band Structure in Vertical Meander-Shaped Co40Fe40B20 Thin Films// Phys. Rev. Applied. – 2021 – №15 – 014061

5. Beginin E.N., Sadovnikov A.V., Sakharov V.K., Stognij A.I., Khivintsev Y.V., Nikitov S.A. Collective and localized modes in 3D magnonic crystals// Journal of Magnetism and Magnetic Materials – 2019 – V.492 – 165647

УДК 537.86 / 538.95

ГРАНУЛОМЕТРИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПЛЁНОК ПО ИЗОБРАЖЕНИЯМ АТОМНО-СИЛОВОЙ МИКРОСКОПИИ

Данилюк И.Р.

магистрант кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Котов Л.Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Власов В.С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Устюгов В.А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина»

Аннотация. *Работа посвящена развитию технологий анализа нанокомпозитных материалов по изображениям атомно-силовой микроскопии с применением алгоритмов кластеризации. Рассматриваются перспективы применения методов машинного обучения для генерации и анализа изображений наногранул.*

Ключевые слова: *атомно-силовая микроскопия, нанокомпозитные плёнки, кластеризация, машинное обучение, анализ изображений*

GRANULOMETRIC ANALYSIS OF NANOCOMPOSITE FILMS FROM ATOMIC FORCE MICROSCOPY IMAGES

Danilyuk I.R.

master's student in Physics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, head of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Vlasov V.S.

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Ustyugov V.A.

PhD, associated professor of Department of radiophysics and electronics,
Syktyvkar State University named after Pitirim Sorokin

Annotation. *The paper is devoted to the development of technologies for analyzing nanocomposite materials from atomic force microscopy images using clustering algorithms. Prospects of application of machine learning methods for generation and analysis of nanogranules images are considered.*

Keywords: *atomic force microscopy, nanocomposite films, clustering, machine learning, image analysis*

В настоящее время изучается широкий ассортимент композитных материалов, представляющих собой двух- или трехмерные структуры [1-4]. Также богат ассортимент элементарных блоков, составляющих эти структуры: искусственные или натуральные квантовые точки, антиточки, нанопровода, кольца, более сложные частицы со структурой core-shell, пленки и т.д. Частицы при этом могут быть взаимодействующими, либо невзаимодействующими. Отметим, что при моделировании композитных структур, как правило, рассматривают регулярные структуры однородных элементов.

Однако очевидно, что комбинирование частиц различных типов в двумерной матрице, или, например, в геле, может позволить существенно расширить диапазон получаемых магнитных характеристик, а в ряде случаев получить качественно новые свойства (например, получить гетерогенную среду с несколькими резонансными частотами при использовании магнитных частиц эллипсоидальной формы и колец). Не менее очевидно, что решение задачи построения модели среды со сложным набором магнитных характеристик методом перебора возможных формирующих гетерогенную среду составляющих и их относительных положений, было бы сопряжено с вычислительными трудностями (в первую очередь, из-за огромного числа степеней свободы задачи). Однако методы машинного обучения и генеративного дизайна, разработанные с применением методов современной ИТ-науки, позволяют решать подобные задачи за разумное вычислительное время.

Исходные изображения для анализа, получаемые с атомно-силовых микроскопов, позволяют получить информацию о количестве гранул, их размерах и концентрации; есть возможность оценить распределение гранул по размеру. Извлечение данных из снимков осложняется наличием шумов; кроме того, формы и размеры гранул могут сильно отличаться – это тоже влияет на качество получаемой информации.

Повысить точность анализа изображений могут алгоритмы фильтрации и кластеризации – одного из видов задач машинного обучения. Также алгоритмы машинного обучения могут помочь с накоплением материала для анализа. В математической статистике применяется методика "bootstrap" с целью создания псевдовыборок для проверки эмпирических распределений. Если использовать свёрточные нейросети для анализа изображений плёнок с заданными параметрами с целью выявления закономерностей, а затем генеративные нейросети для получения новых изображений, учитывающих эти законы, то становится возможным накопление базы для исследования без напыления реальных плёнок, что существенно упростит процесс исследования.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

Список использованных источников:

1. S. Bedanta, A. Barman, W. Kleemann et al. Magnetic Nanoparticles: A Subject for Both Fundamental Research and Applications // Journal of Nanomaterials. — 2013. — Vol. 2013 — Article ID 952540. — P.22.

2. Kotov L. N., Turkov V. K., Vlasov V. S. et al. Relaxation of magnetization in thin composite $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{100-X}$ films // Materials Science and Engineering. —2006. — Vol. 442. — No 1. — P. 352.

3. Kotov L. N., Vlasov V. S., Turkov V. K. et al. Influence of Annealing on Magnetic, Relaxation and Structural Properties of Composite and Multilayer Films // JNN. — 2012. — Vol. 12. — No 2. — P. 1696.

4. Рыльков В.В., Николаев С.Н., Демин В.А. и др. Транспортные, магнитные и мемристивные свойства наногранулированного композита $(CoFeB)_x(LiNbOy)_{100-x}$ // ЖЭТФ. — 2018. — Т. 153. — № 3. — С. 424.

УДК 620.3

НАНОПРОВОЛОКИ ИЗ СПЛАВОВ МЕТАЛЛОВ ГРУППЫ ЖЕЛЕЗА: СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Долуденко И.М.

м.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Фролов К.В.

к.ф.-м.н., в.н.с., сектор Мёссбауэровской спектроскопии, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, (г.Москва)

Загорский Д.Л.

к.ф.-м.н., в.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, (г.Москва)

Каневский В.М.

д.ф.-м.н., зав. лабораторией Роста тонких плёнок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Чуев М.А.

д.ф.-м.н., г.н.с., лаб. физики поверхности и микроэлектронных структур, Физико-технологический ин-т РАН

Аннотация. *В работе методом матричного синтез получены массивы нанопроволок из сплавов FeNi и FeCo с различным соотношением металлов. Методами микроскопии, рентгенографии изучены особенности структуры и распределения элементов в НП. Мёссбауэровская спектроскопия и магнитометрия продемонстрировали спонтанную намагниченность НП вдоль их осей и сильную анизотропию магнитных свойств.*

Ключевые слова: *нанопроволоки, матричный синтез, структура, спонтанная намагниченность*

NANOWIRES MAED OF ALLOYS OF IRON GROUP METALS: SYNTHESIS, OBTAINING AND MAGNETIC PROPERTIES

Doludenko I.M.

Junior researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Frolov K.V.

Ph.D., Leading Researcher, Sector of Mössbauer Spectroscopy, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Zagorskii D.L.

Ph.D., leading researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Kanevsky V.M.

Dr.Sci., Head of Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Chuev M.A.

Dr.Sci., Chief Researcher, Lab. Physics of Surface and Microelectronic Structures, Institute of Physics and Technology of the Russian Academy of Sciences

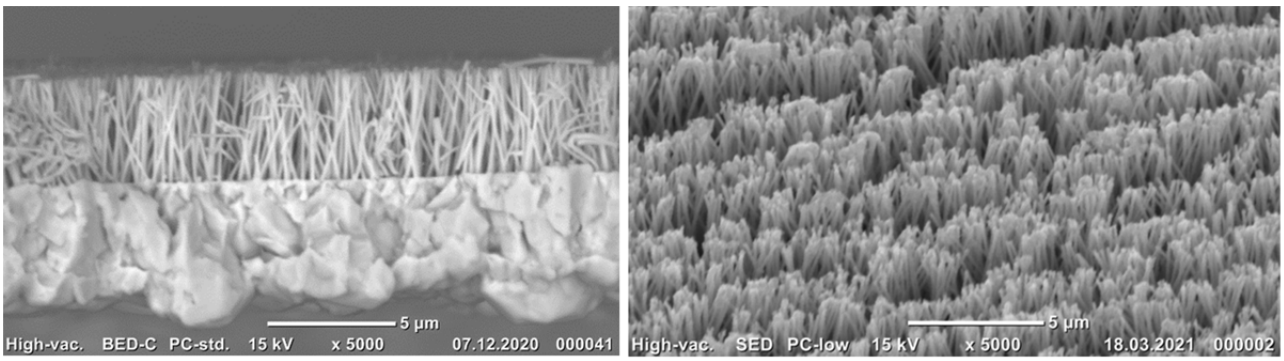
Annotation. *Arrays of Nanowires from FeNi and FeCo alloys with different ratios of metals were obtained by matrix synthesis technique. The features of the structure and distribution of elements in Nanowires were investigated be Microscopy (with elemental analysis) and X-rays diffraction methods. Mossbauer spectroscopy and magnetometry have demonstrated spontaneous magnetization of nanowires along their axes and strong anisotropy of magnetic properties.*

Keywords: *nanowires, matrix synthesis, structure, spontaneous magnetization*

Введение. Одномерные наноматериалы – нанопроволоки (НП) могут обладать особыми магнитными свойствами. Получение НП с регулируемыми параметрами является важной задачей. Одним из путей варьирования этих свойств является изменение состава двухкомпонентных соединений – сплавов. Известно, что для объёмных сплавов в изменение концентрации никеля (или кобальта) в сплавах с железом даёт возможность управлять магнитными свойствами. По данным ряда авторов аналогичное изменение магнитных свойств достигается и в наноразмерных структурах, например НП. Однако детально этот вопрос изучен недостаточно.

Получение образцов НП. В настоящей работе методом матричного синтеза на основе трековых мембран получены НП из сплавов FeNi и FeCo. Отметим, что метод даёт возможность регулирования в широких пределах как концентраций ростовых электролитов, так и условий электроосаждения. В качестве матрицы использовались ТМ с диаметром пор 100 нм и поверхностной плотностью 10^9 пор на $см^2$ (производства ОИЯИ, г. Дубна). Содержание железа в НП варьировалось в пределах от 15 до 85 % за счёт изменения соотношения концентрации ионов соответствующих металлов в электролите. Гальваническое осаждение проводилось при потенциалах от 1 до 2 В для исследования структурных особенностей получаемых НП. Параметры гальванического процесса контролировались при помощи хроноамперных зависимостей. Полученные образцы (массивы НП различного состава) были изучены методами СЭМ (с элементным анализом), дифрактометрии и Мёссбауэровской спектроскопии.

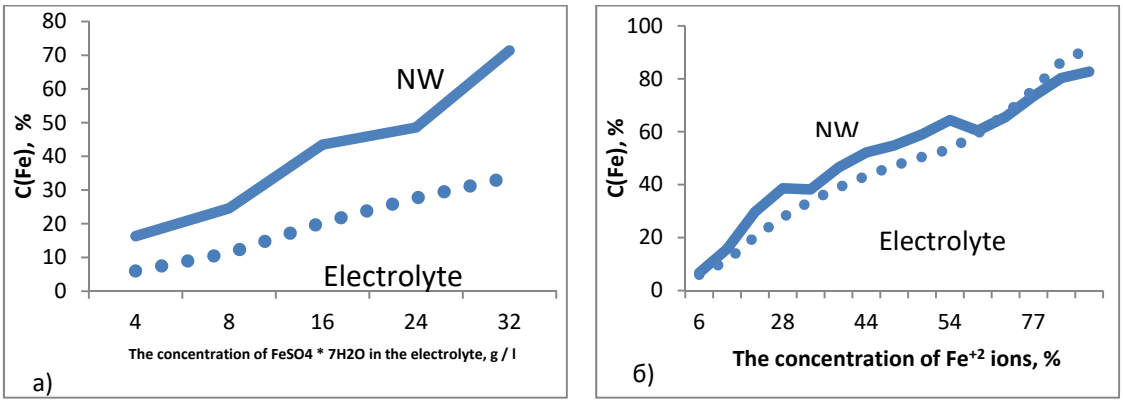
Микроскопия. СЭМ позволили оценить скорость роста НП и показали, что форма НП практически повторяет форму пор в ростовой матрице. Примеры полученных изображений приведены на Рис.1.



а) б)

Рис. 1. СЭМ изображения массивов НП из сплавов FeNi (а) и FeCo (б).

Изучена зависимость изменения среднего элементного состава НП от состава ростового электролита. Полученные результаты проиллюстрированы на рис.2.



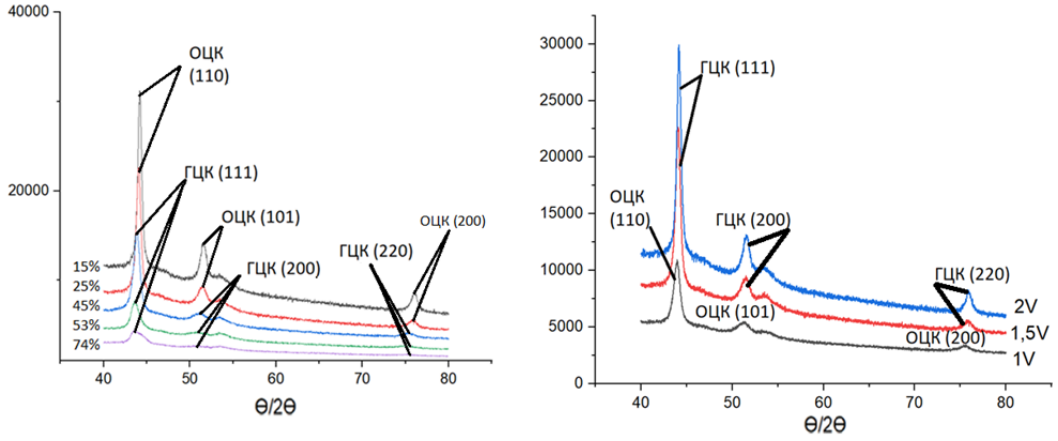
а) б)

Рис. 2. Элементный состав НП (усреднённый по длине и по образцу) в зависимости от элементного состава электролита. а) для FeNi НП, б) справа-для FeCo НП.

Анализ зависимостей показывает, что элементный состав FeNi НП заметно отличается от состава ростового электролита – в сторону увеличения содержания железа. Отметим, что это различие увеличивается с ростом концентрации железа в ростовом растворе и понижением потенциала осаждения. В то же время, состав НП из FeCo достаточно точно соответствует составу ростового электролита и не зависит ото потенциала осаждения (с исследуемом диапазоне).

Проведена оценка изменения элементного состава по длине НП и показано, что состав железо-никелевых НП заметно изменяется по длине (в сторону повышения содержания железа у вершины НП). Данная зависимость проявляется сильнее при осаждении с малым потенциалом. В то же время, для кобальтовых НП состав практически неизменен по длине. Особенности осаждения НП из железоникелевых сплавов можно объяснить диффузионными особенностями ионов никеля по сравнению с ионами железа или кобальта. Аналогичный эффект часто наблюдается при получении объёмных образцов и называется «аномальным соосаждением» железа.

Рентгеноструктурный анализ. Проведён рентгеноструктурный анализ (дифрактометрия) образцов НП с различным соотношением концентраций элементов и полученных при разном ростовом напряжении. Пример полученных дифрактограмм приведен на рис.3.



а) б)

Рис. 3. Рентгеноструктурный анализ НП из FeNi а) в зависимости от состава (на графике представлена концентрация железа в атомных процентах) при потенциале 1,5 В, б) в зависимости от потенциала осаждения (для состава содержащего 25% железа при осаждении при 1,5 В).

Сравнение данных РСА для образцов с различными концентрациями металлов показало, что во всех случаях НП представляют из себя твёрдый раствор с ГЦК структурой. Параметры решётки несколько изменяются при изменении соотношения концентраций металлов. В ряде образцов обнаружена тетрагональная фаза, появление которой требует дополнительных исследований

Магнитные свойства. Магнитные свойства НП были изучены методами мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe и вибрационной магнитометрии. Мёссбауэровские результаты представлены на Рис.4.

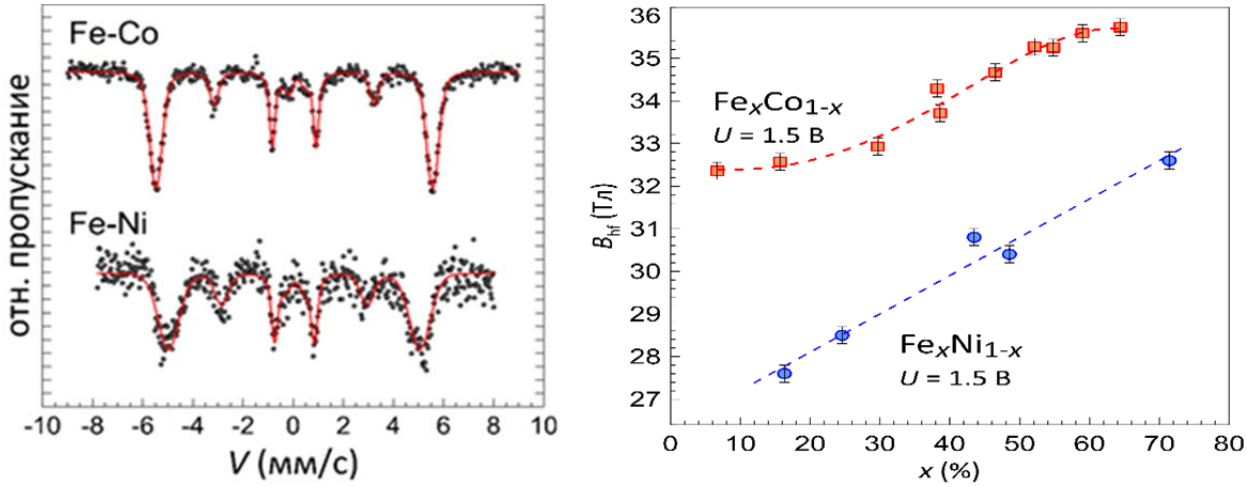


Рис. 3. а) Мёссбауэровские спектры (на ядрах ^{57}Fe) НП (твёрдые растворы Fe_xCo_{1-x} и Fe_xNi_{1-x}) полученные при потенциале осаждения U = 1.5 В; б) Значения сверхтонкого магнитного поля B_{hf} на ядрах ^{57}Fe для полученных при потенциале осаждения U = 1.5 В НП твёрдых растворов Fe_xCo_{1-x} и Fe_xNi_{1-x} с различной концентраций железа x.

Типичные мёссбауэровские спектры поглощения (Рис. 4, слева) демонстрируют магнитное расщепление и представляют собой слабоуширенные секстеты со значениями сверхтонких параметров характерными для твёрдых растворов Fe-Co и Fe-Ni (Рис. 4, справа). Анализ результатов магнитных измерений показал, что все НП демонстрируют спонтанную намагниченность НП вдоль их осей и сильную анизотропию магнитных свойств.

Благодарности. Авторы благодарят проф. Апеля П.Ю. (ОИЯИ, г.Дубна) за предоставление образцов трековых мембран. Работа проводилась в рамках Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН.

СИНТЕЗ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ НА ОСНОВЕ НАНОПРОВОДОВ В ПОЛИМЕРНОЙ МАТРИЦЕ

Дрягина А. Е.

Студентка 3- го курса, Институт Естественных Наук и Математики УрФУ

Кулеш Н. А.

Старший научный сотрудник, доцент, к. ф.-м. н, Институт Естественных Наук и Математики УрФУ

Васьковский В. О.

Заведующий кафедрой, ведущий научный сотрудник, д. ф.-м. н., профессор, Институт Естественных Наук и Математики УрФУ

Аннотация. *В данной работе рассмотрена методика синтеза композиционных материалов на основе полимерной матрицы поливинилиденфторида и наполнителя в виде магнитных нанопроводов кобальта. Показана возможность частичного выстраивания нанопроводов путем получения слоя композита в магнитном поле, выполнен сравнительный анализ гистерезисных свойств упорядоченных и неупорядоченных композитов. Актуальность исследования обусловлена использованием сегнетоэлектрического полимера и ферромагнитного наполнителя в виде нанопроводов с большой площадью поверхности, что потенциально открывает возможность получения материала с высоким значением магнитоэлектрическим эффектом.*

Ключевые слова: *магнитные нанопровода, анодированный алюминий, электроосаждение, композиционные материалы, магнитная анизотропия*

SYNTHESIS AND MAGNETIC PROPERTIES OF COMPOSITE MATERIALS BASED ON A POLYMER WITH NANOWIRES FILAMENT

Dryagina A. E.

3rd year student, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Kulesh N.A.

Senior Researcher, Associate Professor, Ph.D. Sci., Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Vas'kovskiy V.O.

Head of the Department, Leading Researcher, Doctor of Physics and Mathematics Sci., Professor, Institute of Natural Sciences and Mathematics UrFU

Annotation. *In this work, a method for synthesis of composite materials based on a polymer matrix of polyvinylidene fluoride containing a filler of magnetic cobalt nanowires is considered. The possibility of partial alignment of nanowires in a composite layer by applying a magnetic field is demonstrated, and a comparative analysis of the hysteresis properties of ordered and disordered composites is performed. The relevance of the results is due to the use of a ferroelectric polymer and a ferromagnetic filler of nanowires with large surface area, which potentially opens up the possibility of obtaining a material with a high magnetoelectric effect.*

Keywords: *magnetic nanowires, anodic alumina, electrodeposition, composite materials, polymer, magnetic anisotropy*

Магнитные нанопровода обладают уникальным набором свойств, обусловленных особенностями морфологии, и относятся к перспективному классу магнитных наноматериалов, представляющих интерес для целого ряда областей применения: среды для записи информации, сенсоры, устройства спинтроники, микроволновая техника и т.д. Несмотря на существенный прогресс достигнутый за последние несколько лет, разработка методов синтеза нанопроводов и композиционных структур на их основе остается одним из важнейших направлений исследований. Сочетание протяженной формы с ферромагнитными свойствами открывает широкие возможности по использованию магнитных нанопроводов в качестве наполнителей для разнообразных полимеров и гелей. В таких системах возможна реализация не только магнитореологических свойств, но и магнитоэлектрического эффекта в структурах типа искусственный мультиферроик или управляемой фильтрации электромагнитного излучения. В данной работе для синтеза нанопроводов был использован простой, эффективный и потенциально масштабируемый метод электролитического осаждения магнитного материала в шаблон анодированного алюминия. Целью работы была отработка методики переноса и упорядочения магнитных нанопроводов в полимерной матрице, а также анализ магнитных свойств полученных объектов. Выбор поливинилиденфторида (ПВДФ) в качестве матрицы обусловлен значительной практической важностью, поскольку именно такие композиты являются наиболее перспективным материалом с потенциально высоким значением магнитоэлектрического эффекта.

Синтез образцов можно условно разделить на три этапа: синтез пористых подложек, осаждение магнитных нанопроводов в водном растворе и их перенос в полимерную матрицу. На первом этапе нами были синтезированы пористые подложки анодированного алюминия. В качестве электролита использовался раствор щавелевой кислоты, электрическое напряжение составляло 40 В, а процесс двухэтапного анодирования проходил при комнатной температуре [1]. В результаты были получены подложки, представляющие собой алюминиевую фольгу, покрытую пористым слоем с диаметром отверстий 35 или 50 нм. На втором этапе анодирования была использована методика уменьшения толщины барьерного слоя путем ступенчатого снижения электрического напряжения.

В итоге полученные подложки были использованы в качестве шаблона для электролитического осаждения кобальта на переменном токе. В качестве электролита был использован водный раствор сульфата кобальта и борной кислоты. Для увеличения плотности заполнения пор была использована относительно высокая частота тока 500 Гц при фиксированной амплитуде 11 В. После аттестации магнитных свойств полученный массив нанопроводов в матрице анодированного алюминия был помещен в раствор оксида хрома и ортофосфорной кислоты для селективного растворения оксидной матрицы и перевода нанопроводов в водный раствор.

На третьем этапе водный раствор нанопроводов Co смешивался с органическим растворителем диметилформамидом (ДМФА) и помещен в нагреваемую вакуумируемую камеру для удаления остатков воды. Полученная в результате коллоидная смесь гомогенизировалась и смешивалась с раствором ПВДФ в ДМФА для дальнейшего нанесения на плоские стеклянные подложки в виде тонкого слоя и анализа магнитных свойств.

Магнитные свойства нанопроводов в шаблоне анодированного алюминия и полимерной матрице исследовались с помощью вибромагнитометра. Морфология подложек и нанопроводов была исследована с помощью сканирующей электронной микроскопии. Длина нанопроводов, оцененная с помощью электронного микроскопа,

составила 3 мкм, диаметр – 50 нм, расстояние между центрами соседних нанопроводов – 105 нм.

Измерение петель гистерезиса для образцов в виде массива нанопроводов в шаблоне анодированного алюминия проводилось в двух основных направлениях: вдоль и перпендикулярно оси нанопроводов. Для нанопроводов в полимерной матрице измерения проводились вдоль трех основных направлений: вдоль магнитного поля, приложенного при получении пленки (при наличии выделенной оси), перпендикулярно оси приложения магнитного поля в плоскости образца и перпендикулярно плоскости полимерного слоя.

Нанопровода в матрице оксида алюминия упорядочены естественным образом и являются удобным объектом для предварительной оценки основных магнитных характеристик. На рис. 1 показаны петли гистерезиса соответствующего образца. Как можно видеть, коэрцитивная сила при измерении вдоль оси проводов оказывается относительно высокой $H_c = 1820$ Э, как и остаточная намагниченность $□_□/□_{□□□} = 0,7$, что указывает на наличие выраженной оси легкого намагничивания вдоль оси провода. При приложении магнитного поля перпендикулярно оси нанопроводов наблюдается существенное снижение коэрцитивной силы и остаточной намагниченности: $□_□ = 190$ Э, $□_□/□_{□□□} = 0,09$. Указанные характеристики являются типичными для нанопроводов кобальта, и наблюдаемая анизотропия является результатом присутствия двух основных вкладов: магнитокристаллической анизотропии и анизотропии формы [2].

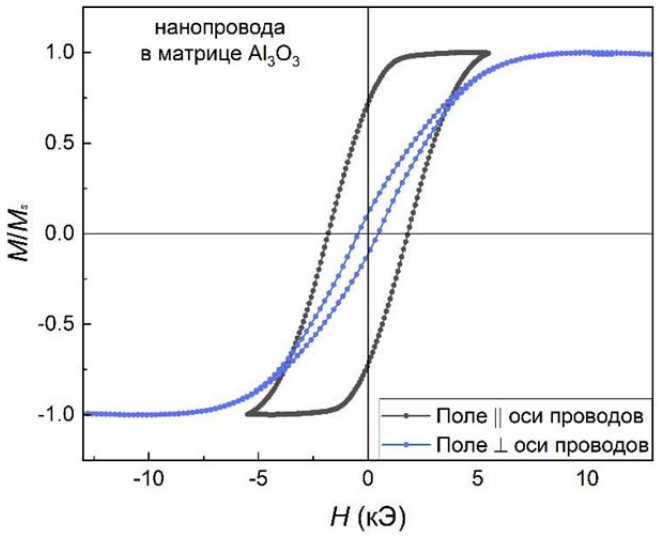


Рис. 1. Петли магнитного гистерезиса, полученные для нанопроводов Co в матрице оксида алюминия при приложении магнитного поля вдоль и перпендикулярно оси проводов.

После прохождения процедуры переноса в растворитель ДМФА и полимер ПВДФ, нанопровода остались ферромагнитными, что подтверждается видом петель гистерезиса, измеренных вдоль различных направлений (рис 2). Как и следовало ожидать, композитный образец с неупорядоченными нанопроводами оказался изотропным в плоскости, однако при этом наблюдалась заметная разница между петлями, измеренными параллельно и перпендикулярно плоскости пленки. Магнитное поле напряженностью 1000 Э, приложенное в плоскости образца, оказало существенное упорядочивающее действие, что отразилось на петлях гистерезиса. В случае упорядоченного композита наблюдалось увеличение коэрцитивной силы с 1400 Э до 1630 Э и остаточной намагниченности с 0,26 до 0,36 по сравнению с разупорядоченным образцом. Интересно отметить, что петли гистерезиса, полученные перпендикулярно приложенному при получении образца полю вдоль плоскости и перпендикулярно плоскости оказались практически идентичными.

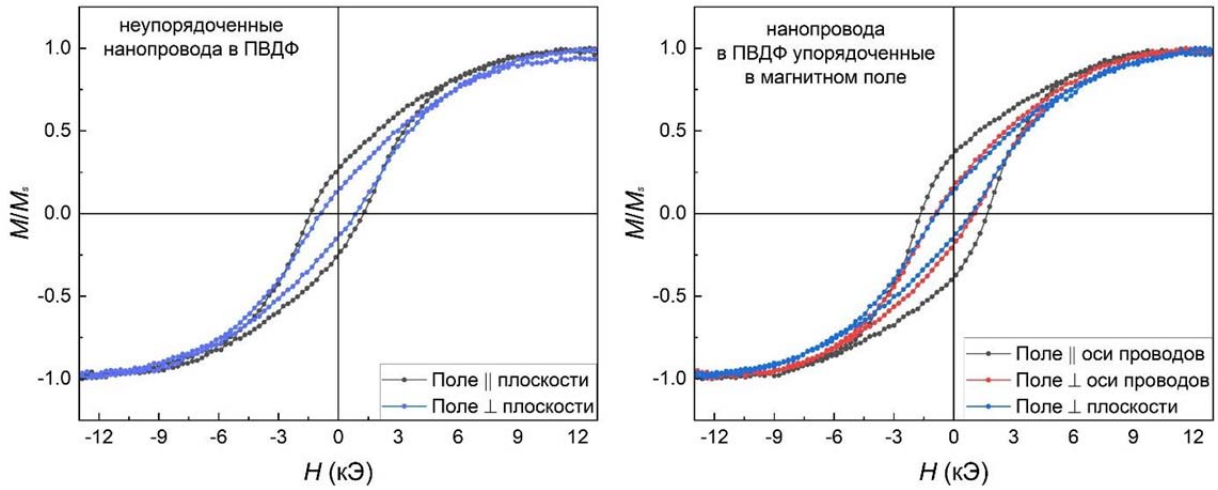


Рис. 2. Петли магнитного гистерезиса, полученные вдоль различных направлений для нанопроводов Co в матрице ПВДФ в разупорядоченном виде (рисунок слева) и в результате упорядочения во внешнем магнитном поле (рисунок справа).

Из представленных результатов можно заключить, что в полимере под воздействием внешнего магнитного поля происходит лишь частичное упорядочение нанопроводов. Этот вывод был подтвержден прямым наблюдением агломератов нанопроводов в оптический микроскоп, в результате чего было обнаружено сильное влияние вязкости раствора на выстраивание нанопроводов вдоль приложенного поля. Так, в наименее вязкой среде (ДМФА) выстраивание нанопроводов происходило уже в полях около 100 Э, однако при этом формировались цепочки частиц протяженностью несколько сотен микрометров. При добавлении 7 массовых % полимера ПВДФ происходило увеличение вязкости раствора и образование относительно небольших (единицы и десятки микрометров) и стабильных агломератов нанопроводов неправильной формы, а полное выстраивание нанопроводов не достигалось даже в максимальном доступном поле 3 кЭ.

В результате данной работы был выполнен синтез нанопроводов Co с использованием шаблонов анодированного алюминия и композиционного материала на основе полимера ПВДФ. С помощью магнитного поля, приложенного в процессе получения образца, получены композиты анизотропным распределением нанопроводов, что было подтверждено в результате анализа процессов перемагничивания вдоль различных направлений и сравнения с изотропным композитом. Было показано, что необходима доработка процедуры производства упорядоченного композиционного материала, которая позволила бы избежать существенной агломерации нанопроводов и обеспечить их выстраивание вдоль выделенного направления. Для решения указанной проблемы предполагается настройка вязкости раствора, величины приложенного поля и использование дополнительных воздействий (ультразвуковое воздействие, внесение специальных добавок в раствор и т.д.).

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта № 18-72-10044.

Список использованных источников:

1. Porous Anodic Aluminum Oxide: Anodization and Templated Synthetic of Functional Nanostructures /Woo Lee and Sang-Joon Park – Chem. Rev., – 2014.
2. Magnetic Nano- and Microwiers, Design, Synthesis, Properties and Application, /Edited by Manuel Vazquez, 2nd Edition – 2020.

УДК 620.3

СЛОЕВЫЕ НАНОПРОВОЛОКИ, ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ МАТРИЧНОГО СИНТЕЗА: СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА

Загорский Д.Л.
к.ф.-м.н., в.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, (г.Москва)

Долуденко И.М.
м.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Панина Л.В.
д.ф.-м. н., профессор, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС (г.Москва)

Мельникова П.Д.
студентка, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Жигалина О.М.
д.ф.-м.н., проф., в.н.с. Лаборатории микроскопии, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Черкасов Д.А.
аспирант МФТИ, инженер, лаб. физики магнитных гетероструктур, МФТИ (г.Долгопрудный)

Хайбуллин Р.И.
к.ф.м.н., с.н.с. Лаб радиационной физики, КФТИ ФИЦ КНЦ РАН, (г.Казань)

Чигарев С.Г.
к. ф.-м. н., в.н.с. Фрязинский филиал ин-та радиотехники и электроники РАН (г.Фрязино)

Вилков Е. А.
д.ф.-м.н., проф. РАН, Фрязинский филиал института радиотехники и электроники РАН

Хмеленин Д.Н.
к.ф.-м.н., с.н.с. Лаборатории микроскопии, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Аннотация. *Работа посвящена изучению процесса синтеза слоевых нанопроволок, исследованию их структуры и магнитных свойств. Описаны способы получения нанопроволок со слоями одинакового размера. Для данного типа структур продемонстрирован эффект ГМС. Показано, что массивы нанопроволок проявляют различный характер анизотропии в зависимости от толщины магнитных слоёв. Показано, что массивы НП с чередующимися слоями различных магнитных сплавов при пропускании тока могут являться источниками электромагнитного излучения терагерцовой частоты.*

Ключевые слова: *нанопроволоки, матричный синтез, слоевые структуры, магнитные свойства.*

LAYERED NANOWIRES OBTAINED BY MATRIX SYNTHESIS: STRUCTURE AND MAGNETIC PROPERTIES

Zagorskiy D.L.
Ph.D., leading researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Doludenko I.M.
Junior researcher Laboratory of obtaining of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Panina L.V.
Dr.Sc., professor, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Melnikova P.D.
Student, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Zhigalina O.M.
Dr.Sc., Prof., FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Cherkasov D.A.
PhD student, Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

Chaibullin R.I.
Ph.D., Senior Researcher of the Laboratory of Radiation Physics,
Zavoisky Physical-Technical Institute of FRC Kazan Scientific Center of RAS

Chigarev S.G.
PhD, leading researcher, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Vilkov E.A.
Dr.Sc., RAS professor, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS (Fryazino Branch)

Khmelenin D.N.
PhD, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Annotation. *The work is devoted to the study of the synthesis of layered nanowires, the study of their structure and magnetic properties. Methods for producing nanowires with layers of the same size are described. The GMR effect has been demonstrated for this type of structure. It is shown that arrays of nanowires exhibit a different character of anisotropy depending on the thickness of the magnetic layers. It is shown that arrays of nanowires with alternating layers of various magnetic alloys can be sources of electromagnetic radiation of terahertz frequency when current is passed.*

Keywords: *nanowires, matrix synthesis, layered structures, magnetic properties*

Введение. Одномерные наноструктуры- нанопроволоки –привлекают внимание как с точки зрения фундаментальной науки, так и в связи с возможностями практического применения. Одним из способов получения таких структур является матричный синтез-заполнение пор в специально приготовленной матрице требуемым материалом. В настоящей работе в качестве матриц были использованы полимерные пористые материалы – трековые мембраны (ядерные фильтры), поры в которых заполнялись металлом гальваническим методом (электроосаждение из солей соответствующих металлов). Отметим, что гальванический метод позволяет регулировать процесс и получать структуры с высокой повторяемостью. Метод имеет различные модификации: так, используя двух (или несколько) компонентный электролит и варьируя напряжение (напряжение в импульсе и его длительность) в процессе осаждения по определённой программе можно получить НП из чередующихся слоёв различного состава –т.н. слоевые НП. Другим способом получения слоевых НП является периодическая смена двух (или нескольких) ростовых электролитов. (Первый способ называется «одновановым», второй-«двухванновым»). Получаемы массивы НП представляют интерес как элементы спинтроники и сенсоры.

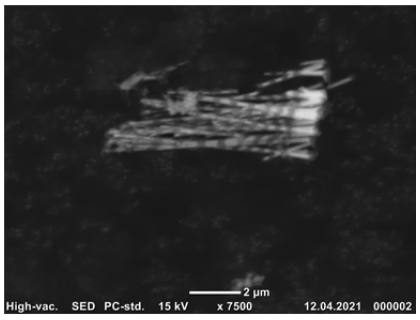
Эксперимент. В настоящей работе в качестве матрицы использовались ТМ из ПЭТФ производства ОИЯИ (г.Дубна) с диаметром пор 100 нм и плотностью 10^8 и 10^9 пор на см^2. поверхности. Были получены НП с чередованием слоёв кобальта и меди, никеля и меди или сплавов железо-кобальта и железо-никелевого. Для получения НП с чередованием магнитных и немагнитных слоев использовались электролиты содержащие ионы соответствующих металлов и добавки поддерживающие кислотность (борная кислота). (Стоит отметить, что составы были подобраны так, чтобы концентрация ионов меди была в 20-22 раза меньше ионов магнитного металла. Это было необходимо для снижения примеси меди в магнитном

слое). При проведении процесса в однованновом режиме на предварительном этапе снимались поляризационные кривые (зависимость тока от напряжения) для определения оптимальных напряжений осаждения слоёв. Осаждение проводилось при помощи программируемого потенциостата – гальваностата в потенциостатическом режиме с медным анодом. Переключение потенциалов происходила с контролем протекшего заряда, он изменялся от образца к образцу для получения слоев заданной толщины. НП с чередованием магнитного металла и немагнитного металла- «спейсера» (Ni/Cu и Co/Cu) были получены в однованновом режиме с толщинами слоёв от 10 до 500 нм; количество слоёв достигало 200. НП с чередованием двух магнитных металлов (FeNi/FeCo) были получены двухванновым способом. Для получения НП, состоящих только из магнитных слоев, использовались электролиты, содержащие сернокислые и хлористые соли никеля (или кобальта) и сернокислое железо. Также использовались следующие добавки: борная кислота H_3BO_3 – 25 г/л, лаурилсульфат натрия – 1 г/л (для увеличения смачиваемости пор) матрицы и аскорбиновая кислота – 1 г/л (для стабилизации двухвалентного железа).

Полученные НП оставались в полимерной матрице для проведения магнитных и электрических измерений. В то же время, для проведения электронномикроскопических исследований НП отделялись от подложки и полимерной матрицы и исследовалась взвесь НП.

СЭМ исследования проводились на микроскопе JEOL JSM 6000+, просвечивающая микроскопия – на приборе FEI Osiris. Спектры электромагнитного излучения исследовались на спектрометре BRUKER и на ячейке Голея (оценочные эксперименты)

Микроскопия. Примеры СЭМ-изображений полученных НП представлены на Рис. 1

а) 

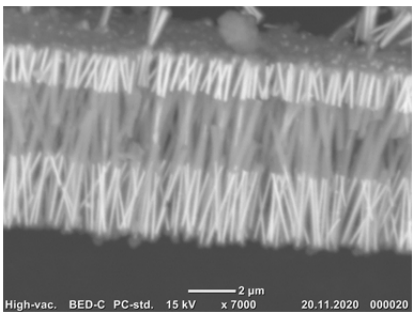
б) 

Рис. 1. СЭМ изображение слоевых НП, а) полученные однованновым методом; б) полученные двухванновым методом.

Приведенные микрофотографии позволяют различить отдельные слои и оценить их толщину. Детально структуру слоевых НП полученных однованновым методом и состоящих из тонких слоев (7 – 50 нм) удалось изучить методом просвечивающей микроскопии. – результаты представлены на Рис. 2.

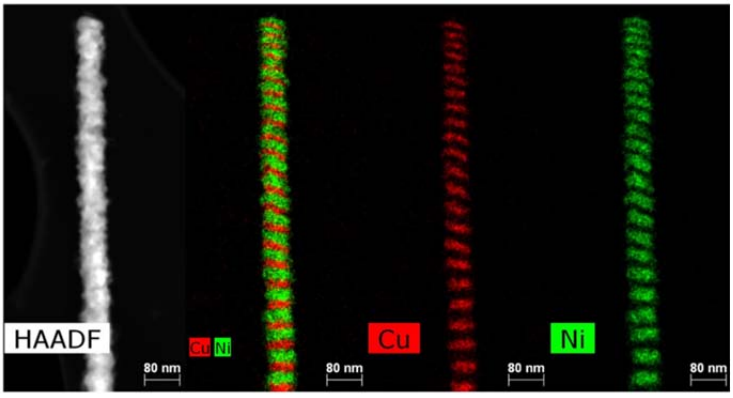


Рис. 2. ПЭМ изображения НП из слоев Cu/Ni

ПЭМ-изображения позволяют оценить толщины отдельных слоёв, а применение энергодисперсионного датчика – определить элементный состав слоёв. Так, слои меди содержат несколько процентов примеси магнитного металла, в то время как доля меди в слое никеля достигает 20%. Переход от режима контроля времени роста слоя к контролю протекшего заряда, а также разбавление электролита позволили добиться получения одинаковых по толщине слоёв практически по всей длине НП.

Магнитные и электрические свойства. На магнитометре были получены петли гистерезиса для слоевых НП Ni/Cu с различной толщиной слоёв при их ориентации “in-plane” и “out-of-plane”. Так, показано что в НП со слоями толщиной 250 и 500 нм (значительно больше диаметра НП) ось лёгкой намагниченности направлена вдоль оси НП. В то же время, при утонении слоёв (толщина 50 нм- менее диаметра НП) лёгкая ось ориентировалась уже в направлении перпендикулярном оси НП.

Для НП Ni/Cu с толщиной слоёв около 8 нм был изучен эффект ГМС. Измерения проводились двухзондовым методом, при этом сопротивление образцов зависит от количества единичных проволок, контактирующих с токоподводом. В исследуемых образцах сопротивление в отсутствии внешнего магнитного поля составляло 244,2 Ом и 198,6 Ом. При приложении внешнего магнитного поля сопротивление образцов уменьшалось. Максимальное значение приложенного внешнего магнитного поля составляло 2594 Э. При этом сопротивление образцов уменьшилось до 241,8 Ом и 197,3 Ом, что составило 0,98% и 0,66% соответственно. Полученные зависимости приведены на Рис.3.

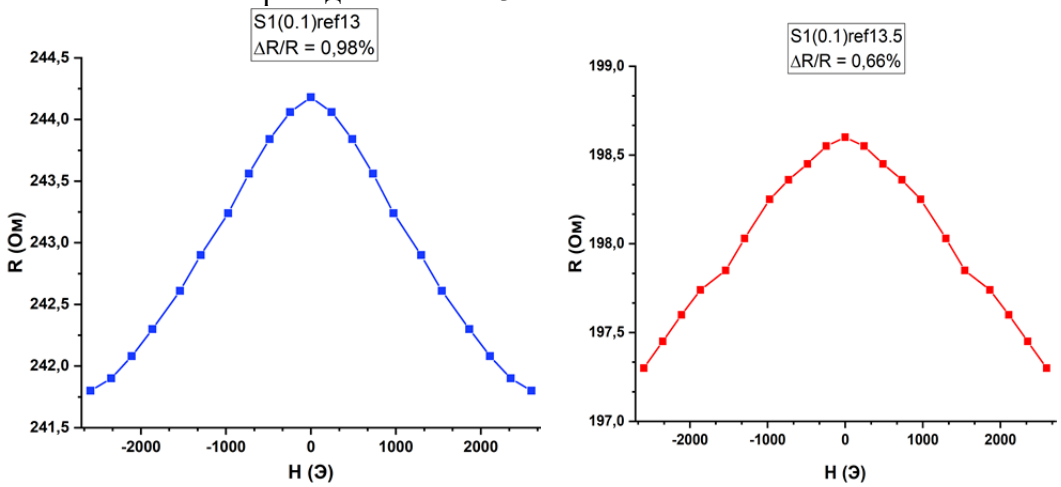


Рис. 3. ГМС измерения двух образцов Ni/Cu НП.

Двухванновым методом были получены слоевые НП другого типа- с чередованием слоёв только магнитных сплавов (см. выше). На этих образцах были проведены эксперименты по генерации излучения. Известно, что при протекании тока через первый намагниченный слой происходит его спиновая поляризация. При переходе электронов в другой магнитный слой и их последующей релаксации возможно возникновение электромагнитного излучения. Проведённые эксперименты показали, что пропускание тока через полученный массив НП генерируется излучение терагерцовой частоты. Ряд экспериментов (пороговый характер его возникновения, характер нарастания интенсивности сигнала) доказывают его нетепловую природу. Была также подобрана геометрия нанесения на образец контактных токоподводящих слоёв – в виде узких параллельных полос, обеспечивающих условия вывода излучения.

Благодарности. Авторы благодарят проф. П.Ю. Апеля (ОИЯИ, г.Дубна) за предоставление образцов трековых мембран. Работы проводились в рамках Госзадания ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и при частичной поддержке (исследование ТГц-генерации) гранта РФФИ 20-07-00349 А

УДК 538.911

СТРУКТУРНЫЕ, МАГНИТНЫЕ И ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ ТИПА ЯДРО@ОБОЛОЧКА НА ОСНОВЕ КАРБИДА ЖЕЛЕЗА

Заяханов В.А.
Аспирант, Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Старчиков С.С.

Старший научный сотрудник, к.ф.-м.н., Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Васильев А.Л.

Заведующий лабораторией, к.ф.-м.н., Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Любутин И.С.

Главный научный сотрудник, д.ф.-м.н., Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Фунтов К.О.

Младший научный сотрудник, Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Любутина М.В.

Ведущий инженер, Россия, Институт кристаллографии им. А.В.Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Куликова Л.Ф.

Старший научный сотрудник, к.х.н., Россия, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Агафонов В.Н.

Профессор, д.х.н., France, GREMAN, UMR CNRS 7347, Francois Rabelais University, 37200 Tours

Давыдов В.А.

Главный научный сотрудник, д.х.н., Россия, Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина РАН

Аннотация. *Работа посвящена нанокомпозитам ядро@оболочка на основе карбида железа Fe_7C_3, полученным в процессе превращения ферроцена $Fe(C_5H_5)_2$ при высоком давлении 8 ГПа и высокой температуре 900 °C при времени изотермической выдержки от 10 до 10000 секунд. В данной работе использовался комплекс экспериментальных методов: порошковая рентгеновская дифракция, рамановская спектроскопия, просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ), электронная дифракция, энергодисперсионный рентгеновский микроанализ и мёссбауэровская спектроскопия.*

Ключевые слова: *нанокомпозиты, наночастицы ядро@оболочка, мёссбауэровская спектроскопия, карбиды железа, Fe_7C_3.*

STRUCTURAL, MAGNETIC AND ELECTRONIC PROPERTIES NANOCOMPOSITES OF THE CORE@SHELL TYPE BASED ON IRON CARBIDES

Zayakhanov V.A.

Post-graduate student, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

Starchikov S.S.

Senior Researcher, PhD, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

Vasiliev A.L.

Head of Laboratory, PhD, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

Lyubutin I.S.

Chief Researcher, D.Sc, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

Funtov K.O.

Junior Research Fellow, Russia, Institute of Crystallography. Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

Lyubutina M.V.

Leading Engineer, Russia, Shubnikov Institute of Crystallography of FSRC “Crystallography and Photonics” RAS

Kulikova L.F.

Senior Researcher, PhD, Russia, L.F. Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

Agafonov V.N.

Professor, D.Sc., France, GREMAN, UMR CNRS 7347, Francois Rabelais University, 37200 Tours

Davydov V.A.

Chief Researcher, D.Sc, Russia, L.F. Vereshchagin Institute for High Pressure Physics of RAS

Annotation. *The work is devoted to core@shell nanocomposites based on iron carbide Fe_7C_3, obtained during the decomposition of ferrocene $Fe(C_5H_5)_2$ at a high pressure of 8 GPa and a high temperature of 900 °C with an isothermal time from 10 to 10000 seconds. In this work, a set of experimental methods was used: powder X-ray diffraction, Raman spectroscopy, transmission electron microscopy, electron diffraction, energy-dispersive X-ray microanalysis, and Mössbauer spectroscopy.*

Keywords: *nanocomposites, nanoparticles core@shell, Mössbauer spectroscopy, iron carbides, Fe_7C_3.*

Железосодержащие наночастицы привлекают широкий научный интерес благодаря своим уникальным магнитным и химическим свойствам. Они нашли широкое применение в различных областях, таких как катализ, синтез Фишера-Тропша, хранение данных, экологические применения, защита от коррозии, биомедицина. Наночастицы карбида железа в углеродных оболочках обладают высокой биосовместимостью и намагниченностью

насыщения, что важно для биомедицинских применений, например, при лечении раковых опухолей с помощью гипертермии и в качестве гибридных наноносителей лекарственных средств [1].

Одним из способов получения нанокомпозитов карбидов железа в углеродных оболочках является разложение ферроцена $Fe(C_5H_5)_2$ при высоком давлении и температуре [2]. Изменяя температуру и время изотермической выдержки, можно контролируемо получать нанокомпозиты различного размера и состава.

В данной работе представлены результаты комплексного исследования нанокомпозитов типа ядро@оболочка полученных при разложении ферроцена при давлении 8 ГПа, температуре 900 °C и времени изотермической выдержки от 10 до 10000 секунд. Результаты ПЭМ (рисунок 1а) для образца, полученного при изотермической выдержке 10000 секунд показали, что наночастицы имеют средний размер около 250 нм и состоят из ядра и оболочки. В результате исследований было установлено, что ядро состоит из карбида железа o-Fe_7C_3 с ромбической кристаллической структурой, оболочка состоит из двух слоев – оксида железа Fe_xO_y с кубической кристаллической структурой и углерода C (рисунок 1б). Изучена структура, фазовый состав, морфология и магнитные свойства полученных нанокомпозитов при разных временах выдержки. Обсуждается кинетика механизма разложения ферроцена при данных условиях с образованием нанокомпозитов.

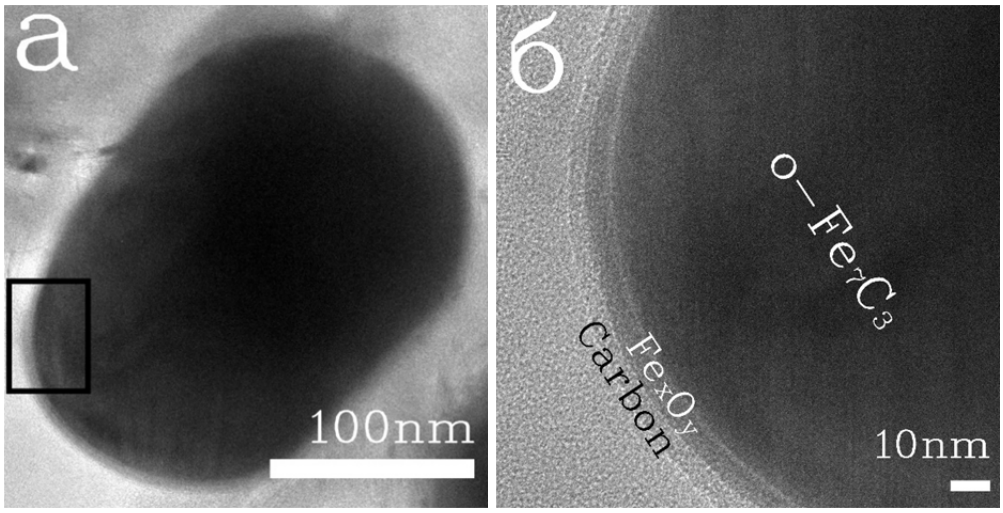


Рис. 1. а) ПЭМ изображение образца 10000 с; б) ПЭМ изображение высокого разрешения выделенной на рис.1а области. Хорошо видна двухслойная оболочка нанокомпозита

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-72-00095) в части анализа порошковых рентгенограмм, проведения мёссбауэровских и рамановских экспериментов, обработке и анализу результатов, и Министерства науки и высшего образования в рамках выполнения работ по Государственному заданию ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН в части экспериментов по просвечивающей электронной микроскопии нанокомпозитов.

Список использованных источников:

1. Yu J. et al. Magnetic Reactive Oxygen Species Nanoreactor for Switchable Magnetic Resonance Imaging Guided Cancer Therapy Based on pH-Sensitive Fe5C2@Fe3O4 Nanoparticles // ACS Nano. 2019. Vol. 13, № 9. P. 10002–10014.

2. Baskakov A.O. et al. Mechanism of Transformation of Ferrocene into Carbon-Encapsulated Iron Carbide Nanoparticles at High Pressures and Temperatures // Inorg. Chem. 2018. Vol. 57, № 23. P. 14895–14903.

УДК 537.9

МОРФОЛОГИЯ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА НАНОЧАСТИЦЫ СУЛЬФИДОВ ЖЕЛЕЗА, СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ТЕРМИЧЕСКОГО РАЗЛОЖЕНИЯ С РАЗЛИЧНЫМИ СУРФАКТАНТАМИ

Иванцов Р.Д.
с.н.с., Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

Лин Ч.-Р.
Профессор, кафедра прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

Князев Ю.В.
н.с., Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Сибирский федеральный университет

Чен И.Ч.
Магистрант, кафедра прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

Жарков С.М.
д.ф.-м.н., профессор, Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН, Сибирский федеральный университет

Лин Э.С.
Магистр, факультет прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

Чен Б.И.
Магистр, факультет прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

Ценг Ю.Т.
Доцент, кафедра прикладной физики - Национальный университет Пингтуна

Эдельман И.С.
д.ф.-м.н., профессор, Институт физики Киренского - Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

Аннотация. *Исследованы морфология, магнитные и структурные свойства наночастиц сульфидов железа (Fe_xS_y), полученных методом термического разложения с использованием сурфактантов олеиламина, 1-гексадециламина и октадециламина. Наличие поверхностно-активного слоя подтверждается ИК-Фурье спектроскопией и термогравиметрическим анализом. Структурный анализ и мессбауэровская спектроскопия синтезированных наночастиц показали, что в случае сурфактантов ОЛА и ГДА основной фазой является Fe_3S_4 с включениями Fe_9S_{11}, и, значительная примесь FeS_2, и даже Fe_2O_3 в случае ОДА сурфактанта. Отклонения распределения ионов железа по позициям в кристаллитах от распределения железа по позициями в монокристалле чистого грейгита и заметные изменения в спектрах магнитного кругового дихроизма (МКД) объясняются влиянием сурфактантов на процесс образования частиц, а также ролью границы между магнитным ядром и органической оболочкой.*

Ключевые слова: *грейгит, термическое разложение, поверхностно-активные вещества, эффект Мессбауэра, ИК-Фурье спектры, магнитный круговой дихроизм, сульфиды железа.*

MORPHOLOGY AND MAGNETIC PROPERTIES OF IRON SULPHIDES NANOPARTICLES SYNTHESIZED BY THE THERMAL DECOMPOSITION METHOD WITH DIFFERENT SURFACTANTS

Ivantsov R.D.
PhD, Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS

Lin C.-R.
Professor, Department of Applied Physics - National Pingtung University

Knyazev Y.V.
PhD, Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS,
Siberian Federal University

Chen Y.Z.
Master degree student, Department of Applied Physics - National Pingtung University

Zharkov S.M.
Dr. Sc., Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS,
Siberian Federal University

Lin E.S.
Master degree student, Department of Applied Physics - National Pingtung University

Chen B.Y.
Master degree student, Department of Applied Physics - National Pingtung University

Tseng Y.T.
Associated professor, Department of Applied Physics - National Pingtung University

Edelman I.S.
Dr. Sc., professor, Kirensky Institute of Physics - Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *Morphology, magnetic, and structural properties were investigated of the iron sulphides (Fe_xS_y) nanoparticles fabricated by the thermal decomposition method using oleylamine, 1-hexadecylamine and octadecylamine surfactants. The presence of surfactant layer is confirmed by FT-IR spectroscopy and thermo-gravimetric analysis. The structural analysis and Mössbauer spectroscopy of synthesized nanoparticles showed in main Fe_3S_4 phase with inclusions of Fe_9S_{11} in cases of OLA and HDA surfactants and significant admixture of FeS_2 and even Fe_2O_3 in case of ODA surfactant. Deviations of iron ions distribution among crystal positions from that in bulk pure greigite and the pronounce changes in the magnetic circular dichroism (MCD) spectra are explained with the influence of surfactants on the particles formation process as well with the role of the boundary between magnetic core and organic shell..*

Keywords: *greigite, thermal decomposition, surfactants, Mössbauer effect, FT-IR spectra, magnetic circular dichroism, iron sulphides*

An increasing interest in chalcogenide nanoparticles (NPs), in particular, iron sulfides NPs is due to the transition from the ionic character of bonds in the widely studied and applied iron oxides to the covalent character in the chalcogenides which leads to an appearance of transport and optical properties, similar to those of semiconductors or even metals, and the emergence of new fields of application.

The chemical and phase composition, magnetic properties, and possibilities of practical applications of NPs can be controlled by synthesis methods. One of the most frequently used is the thermal decomposition method [1], the advantages of which are the simplicity of the experiment, mild conditions, and a relatively short reaction time. In this case, it is possible to use surfactants that perform a double function: controlling the growth of particles and preventing their aggregation. Many researchers have used surfactants to control the properties of the magnetite NPs (e.g., [2]). For iron sulfide NPs, such studies are just beginning; in particular, we recently published the first results of studying the effect of surfactants on the Mössbauer and magneto-optical spectra of greigite NPs [3]. This work is devoted to the in-depth study of the effect of three different amines on the morphology, phase composition, and magnetic properties of iron sulfide (Fe_xS_y) NPs.

NPs were synthesized with the thermal decomposition of the mixture of complexes of the fatty amines: oleylamine, $C_{18}H_{35}NH_2$, – sample OLA, 1-hexadecylamine, $C_{16}H_{35}N$, – sample HDA and octadecylamine, $C_{18}H_{39}N$, with iron nitrate, ($Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$), sulfur powder, and oleic acid (OA). OLA, HDA and ODA being kinds of alkyl-amines were used here as surfactants, oleic acid provided more rapid kinetics. The reaction parameters used in the synthesis of a series of iron sulfide NPs are listed in (Tab. 1).

Table 1. The brief description of the synthesis process and phase composition according to the Mössbauer effect

Sample name	Synthesis description	Phase composition
Fe_3S_4-OLA)*	S-powder+$Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$+OLA+OA (240 °C, 30min.)	Fe_3S_4 + ~2% Fe_9S_{11}
Fe_3S_4-HDA	S-powder+$Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$+HDA+OA (240 °C, 30min.)	Fe_3S_4 + ~5% Fe_9S_{11}
Fe_3S_4-ODA	S-powder+$Fe(NO_3)_3 \cdot 9H_2O$+ODA+OA (240 °C, 30min.)	Fe_3S_4 + ~33% FeS_2 + ~45% Fe_2O_3

*) The formula is used here and hereinafter only for designation of samples.

Morphology of the synthesized NPs was examined using a JEM-2100 transmission electron microscope (JEOL Ltd.) operating at an accelerating voltage of 200 kV. Selected-area electron diffraction (SAED) was used to determine the structure of separate NPs. Fourier transform infrared absorption (FT-IR) spectra were recorded with the VERTEX 70 (Bruker Optic GMBH) spectrometer in the spectral region of 400 ÷ 4000 cm^{-1} with spectral resolution 4 cm^{-1}. To obtain FT-IR spectra, a transparent tablets were prepared by pressing a mixture of powders of KBr and of nanoparticles with a concentration 0.7%. The differential Scanning Calorimeter DSC 204 F-1 Phoenix (NETZSCH) was used to estimate the strength of the surfactants bonding with the magnetic core. The Mössbauer effect spectra of the samples were obtained on an MS-1104Em spectrometer in transmission geometry with a ^{57}Co (Rh) radiation source at 300 K. Magnetic properties of the samples were studied using MCD in energy range 1.25–3.5 eV in a magnetic field of 1.3 T at a temperature of 300 K in transmitted light on the transparent containing NPs composite plates made in a special way in weight ratio of NPs to silicon as the 0.5 / 100 [3,4]. The measurement accuracy was about 10^{-4}, and the spectral resolution was 20–50 cm^{-1}, depending on the wavelength.

For all samples, NPs observed with electron microscope were of different shapes - mainly regular hexagons and parts of hexagons and with a large size distribution (Fig. 1). Absence of contact between neighboring NPs (for example, Fig. 1b) may indicate the presence of an organic NPs coating. SAED patterns confirmed good NPs crystallinity, and the crystal structure of larger NPs belonging to the Fe_3S_4 of Fd-3m space group but admixtures of sulfur compounds with the higher S content could not be excluded in smaller NPs.

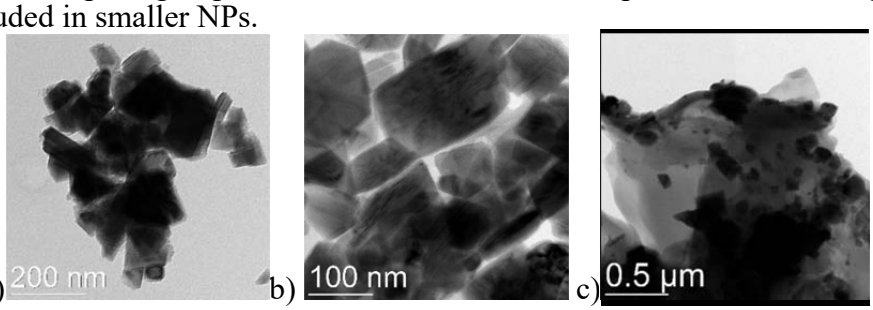


Fig. 1. TEM images in different scales of the Fe_3S_4-OLA (a), Fe_3S_4-HDA and Fe_3S_4-ODA (c) NPs.

Presence of the coating organic layers on nanoparticles was confirmed by DTA and the FT-IR spectra analysis of all three samples in comparison with FT-IR spectra of uncoated Fe_3S_4 NPs and pure OLA, ODA and HDA surfactants. In all FT-IR spectra, bands are observed characteristic of C-S chemical bonds of organic shell with crystal core of samples. The DTA results showed the stability of the core structure of all samples up to 850 °C. The weight losses upon heating indicated that the organic coatings of the magnetic core is much thicker in the HDA and ODA samples as compared to the OLA sample, which agrees with the electron-microscope image. After heating during DTA experiments for Fe_3S_4-HAD and Fe_3S_4-OLA samples the FT-IR spectra became similar to the FT-IR spectrum of uncoated Fe_3S_4 NPs. Judging by the weight loss upon heating, the organic coating on the magnetic core is much thicker in the ODA sample as compared to the HDA and in the HDA sample comparing to the OLA, which agrees with the electron-microscope images.

Mossbauer spectra analysis revealed a superparamagnetic state at room temperature of about one third of the nanoparticles both for Fe_3S_4-OLA and Fe_3S_4-HDA and three quarters for Fe_3S_4-ODA. In this last case, doublet in the Mossbauer spectrum characteristic of superparamagnetism is preserved even at 4.2 K though less intense. Besides, Mossbauer spectra revealed deviations in the distribution of Fe^{3+} and Fe^{2+} ions over crystal positions from that in the inverted spinel in which greigite belongs. The population of the tetrahedral positions of the inverted spinel, in our case Fe_3S_4, should be half of that of the octahedral ones, which is not observed in the present samples. At

that, a deficiency of iron ions in A positions are observed for sample Fe_3S_4-OLA and Fe_3S_4-ODA while for Fe_3S_4-HDA sample there are not enough ions in the B positions. It is assumed that different chemical activity and different degree of unsaturation of the surfactant molecules effects on the properties of the NPs magnetic core in the course of its formation.

In Fig. 3, MCD spectra are shown for all samples together with spectrum of the greigite NPs synthesized earlier with polyol mediated process. All three spectra are close to each other in shape; the energy of maximum near 2 eV stays, practically, unchanged, while the point of the MCD curve intersection with the energy axis shifts differently to higher energies. The shifts are evidently stronger for the HDA sample, even a new negative peak near 1.3-1.4 eV becomes apparent for this sample. These changes can be explained by the influence of types of coatings on the Fe ions distribution between octahedral and tetrahedral crystal positions. This can lead to some changes in the density of states and, consequently, to the observed shift of bands in the MCD spectrum and a redistribution of the maxima intensities.

Summarizing the results of the work. Differential thermal analysis revealed a different percentage of the surfactants absorbed on the particles surface. The major weight loss was observed for the octadecylamine. FTIR spectra suggested the coordination of the different surfactant to the surface of the synthesized nanoparticles. Mössbauer data indicated close to the single phase, Fe_3S_4, composition for OLA and HDA surfactants while several phases Fe_3S_4, FeS_2, and even Fe_2O_3 coexisted in particles forming with ODA. Only for the OLA sample, MCD spectrum (extremely sensitive to a sample phase composition) coincides with that of the Fe_3S_4 NPs synthesized with the polyol mediated process [3]. For the HDA sample the redistribution of the spectral maximum intensities and the whole spectrum shift to higher energies are observed. In the case of ODA, the MCD signal decreases dramatically. Thus, all three types of surfactants used ensure the formation of an organic shell chemically bound to the magnetic core of the particle, but only in the case of OLA, the magnetic core of the particle is single-phase.

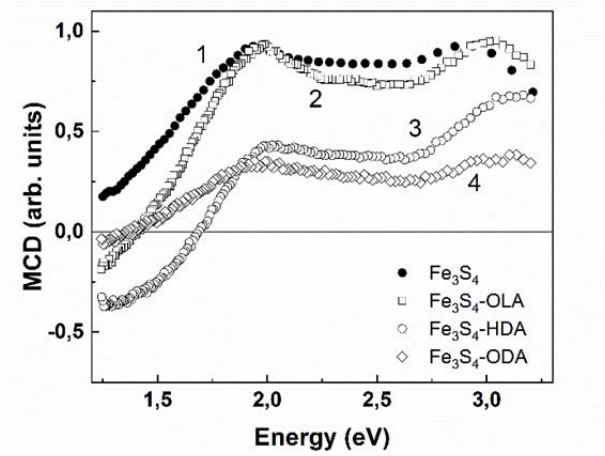


Fig. 2. Room temperature MCD spectra for the Fe_3S_4 NPs, synthesized with the polyol mediated process without surfactants (1), the OLA (2), the HDA (3) and ODA (4) samples in magnetic field 5.0 kOe.

The reported study was funded by Joint Research Project of Russian Foundation for Basic Research № 19-52-52002 and Ministry of Science and Technology, Taiwan MOST № 108-2923-M-153-001-MY3 and № 106-2112-M-153-001-MY3, and by Russian Foundation for Basic Research with Government of Krasnoyarsk Territory, Krasnoyarsk Regional Fund of Science, the research project number 19-42-240005: “Features of the electronic structure, magnetic properties and optical excitations in nanocrystals of the multifunctional magnetic chalcogenides Fe_3S_4 and FeSe”.

References

[1] Yu W.W., Falkner J.C., Yavuz C.T., Colvin V.L., Synthesis of monodisperse iron oxide nanocrystals by thermal decomposition of iron carboxylate salts // Chem. Commun. – 2004. – № 20. – P. 2306 – 2307.

[2] Arévalo P., Isasi J., Caballero A.C., Marco J.F., Martín-Hernández F., Magnetic and structural studies of Fe_3O_4 nanoparticles synthesized via co-precipitation and dispersed in different surfactants // Ceramic International – 2017. – № 43. –P. 10333-10340.

[3] Ivantsov R.D., Lin C.-R., Ivanova O.S., Altunin R.R., Knyazev Y.V., Molokeev M.S., Zharkov S.M., Chen Y.-Z., Lin E.-S., Chen B.-Y., Shestakov N.P., Edelman I.S., Mossbauer and MCD spectroscopy of the Fe_3S_4 nanoparticles synthesized by the thermal decomposition method with two different surfactants // Current Applied Physics – 2021. – № 25. –P. 55-61.

[4] Petrov D.A., Lin C.R., Ivantsov R.D., Ovchinnikov S.G., Zharkov S.M., Yurkin G.Y., Velikanov D.A., Knyazev Y.V., Molokeev M.S., Tseng Y.T., Lin E.S., Edelman I.S., Baskakov A.O., Starchikov S.S., Lyubutin I.S., Characterization of the iron oxide phases formed during the synthesis of core-shell Fe_xO_y@C nanoparticles modified with Ag // Nanotechnology –2020. – № 31 – P.395703.

УДК 537.6

МАГНИТНЫЕ НАНОСТРУКТУРЫ ТИПА ЯДРО/ ОБОЛОЧКА И НАНОКОМПОЗИТЫ ГРАФЕН-ФЕРРИТ ДЛЯ БИОМЕДИЦИНСКИХ ПРИМЕНЕНИЙ: СТРУКТУРА И СВОЙСТВА

Камзин А.С.

д.физ.-мат.н., ведущий научный сотрудник,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

Аннотация. *Работа посвящена изучению магнитной структуры, фазового состава наноструктур типа Ядро/Оболочка и нанокомпозитов Графен-Феррит. Как показали мессбауэровские исследования, в композитах GrO/FeOx присутствуют фазы, идентифицированные как карбиды железа и обедненные железом кластеры углерода, не обнаруженные методом рентгеновской дифракции*

Ключевые слова: *магнитные наноструктуры типа ядро/оболочка, нанокомпозиты Gr-Ferri. Биомедицинские применения, мессбауэровская спектроскопия.*

CORE/SHELL MAGNETIC NANOSTRUCTURES AND GrO-FERRITE NANOCOMPOSITES FOR BIOMEDICAL APPLICATIONS: STRUCTURE AND PROPERTIES

Kamzin A.S.

Dr.Sc., leading researcher,
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Annotation. *The work is devoted to the study of the magnetic structure, phase composition of nanostructures of the Core / Shell type and Graphene-Ferrite nanocomposites. As shown by Mössbauer studies, the GrO / FeOx composites contain phases identified as iron carbides and iron-depleted carbon clusters that were not detected by X-ray diffraction.*

Keywords: *core/shell magnetic nanostructures, GrO-Ferrite nanocomposites, magnetic structures, Mossbauer spectroscopy*

Работа посвящена изучению магнитной структуры, фазового состава наноструктур типа Ядро/Оболочка (Я/О) и нанокомпозитов Графен-Феррит (Г-Ф). Интерес к этим материалам определяется перспективностью их использования в биомедицине (см. [1-3] и ссылки в них). Основным методом, используемым для исследований, была мессбауэровская спектроскопия потому, что мессбауэровская спектроскопия является высокочувствительным и эффективным средством изучения фазовых состояний, магнитной структуры как сложных композитов, так и отдельных компонентов, составляющих сложные магнитные структуры и получения информации, недоступной другим методикам.

Наноструктуры типа Я/О состоят из ядра, в качестве которого можно использовать магнетик с высоким магнитным моментом (например, железо или другие). Ядро покрывается

оболочкой из магнетика, обладающего высокой биологической совместимостью. Нанокомпозиты Г-Ф состоят из графена и ферритов шпинели, например магнетита (Fe_3O_4), кобальтовой шпинели ($CoFe_2O_4$). Основным преимуществом таких материалов является их многофункциональность, а также возможность оптимизации физико-химических свойств материала. Достижения в области нанотехнологий позволяют изготавливать такие многофункциональные частицы. Синтез наноструктур типа Я/О и нанокомпозитов Г-Ф, оказался возможным благодаря прогрессу в технологиях изготовления магнитных многокомпонентных наночастиц.

В результате проведенной работы изучена зависимость свойств наноструктур типа Я/О и нанокомпозитов Г-Ф от технологии синтеза и размера частиц, исследовано взаимодействие компонент и их влияние друг на друга, а также фазовые состояния и магнитные структуры, существенно влияющие на свойства таких материалов.

Так в случае наноструктур $Fe_3O_4/\gamma\text{-}Fe_2O_3$ типа Я/О установлено, что они состоят из ядра (магнетит Fe_3O_4) и оболочки (маггемит $\gamma\text{-}Fe_2O_3$). На поверхности оболочки формируется слой, спиновые магнитные моменты в котором скошены относительно моментов внутри оболочки. Между ядром и оболочкой образуется промежуточный слой, который находится в спин-стекольном состоянии.

Нанокомпозиты GrO/FeOx состоят из магнетита (Fe_3O_4), гематита ($\alpha\text{-}Fe_2O_3$), магнитных наночастиц в парамагнитном состоянии. Кроме вышеупомянутых фаз, как показали мессбауэровские исследования, в композитах GrO/FeOx присутствуют фазы, идентифицированные как карбиды железа и обедненные железом кластеры углерода, не обнаруженные методом рентгеновской дифракции.

Список использованных источников:

1. Камзин А.С., Obaidat I.M., Валлиулин А.А., Семенов В.Г., Al-Omari I.A. Мёссбауэровские исследования состава и магнитной структуры нанокомпозитов Fe3O4/γ-Fe2O3 типа ядро–оболочка при температура 300 и 80K (Часть I) // Физика Твердого Тела. т.60 - 2021 - С.1715 - 1725.
2. Камзин А.С., Obaidat I.M., Валлиулин А.А., Семенов В.Г., Al-Omari I.A. Мёссбауэровские исследования состава и магнитной структуры нанокомпозитов Fe3O4/γ-Fe2O3 типа ядро−оболочка во внешнем магнитном поле (Часть 2)// Физика Твердого Тела. т.62 - 2020 - С.1919-1924.
3. Камзин А.С., Obaidat I.M., Козлов В.А., Воронина Е.В., Narayanaswamy V., Al-Omari I.A. Нанокомпозиты оксид графена/оксид железа (GrO/FeOx) для биомедицины: синтез и исследования. // Физика Твердого Тела. 2021 - т.63 -С.900.

УДК 537.623

РАЗМЫТЫЕ МАГНИТНЫЕ ПЕРЕХОДЫ В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ $NiFe_2O_4$ / $SrTiO_3$ (001)

Кричевцов Б.Б.

д.ф.м.н., в.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Гастев С.В.

к.ф.м.н., с.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Коровин А.М.

м.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Кавеев А.К.

к.ф.м.н., с.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Бурсиан В.Е.

к.ф.м.н., вед. инженер, ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Соколов Н.С.

д.ф.м.н., г.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Аннотация.*С помощью магнитооптических методов исследован процесс переключения намагниченности в нано-гетероструктурах $NiFe_2O_4/SrTiO_3(001)$, полученных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии. В модели Стонера-Волфорта с учетом возможности доменного механизма переключения анализировались полевые зависимости линейных и квадратичных магнитооптических явлений в отражении при различных ориентациях магнитного поля в плоскости структуры. Пленки $NiFe_2O_4$ обладают двуосной магнитной анизотропией в плоскости и в зависимости от азимута магнитного поля процесс переключения происходит путем одного или двух скачков намагниченности. В отожженных структурах первый скачек намагниченности обусловлен доменным механизмом. Второй скачек размыт и описывается с учетом разброса величины поля анизотропии и ориентации легких осей в различных областях пленки. Степень размытия может быть использована для оценки качества пленок. В "as-grown" структурах удалось наблюдать только один скачок при любых ориентациях магнитного поля.*

Ключевые слова: *магнитные наноструктуры, переключение намагниченности, магнитооптические явления, магнитная анизотропия*

DIFFUSED MAGNETIC TRANSITIONS IN NANOHETEROSTRUCTURES $NiFe_2O_4$ / $SrTiO_3$ (001)

Krichevtsov B.B.

Dr.Sc., Leading researcher, Ioffe Institute

Gastev S.V.

Ph.D., Senior researcher, Ioffe Institute

Korovin A.M.

Junior researcher, Ioffe Institute

Kaveev A.K.

Ph.D., Senior researcher, Ioffe Institute

Bursian V.E.

Ph.D., Leading engineer, Ioffe Institute

Sokolov N.S.

Dr.Sc., Principal researcher, Ioffe Institute

Annotation. *The magnetization reversal process in $NiFe_2O_4$ / $SrTiO_3$ (001) nano-heterostructures prepared by laser molecular beam epitaxy is studied using magneto-optical methods. The field dependences of linear and quadratic magneto-optical phenomena in reflection were analyzed in frames of Stoner-Wohlfarth model, taking into account the possibility of the domain switching mechanism, for various orientations of the in-plane magnetic field. $NiFe_2O_4$ films have in-plane biaxial magnetic anisotropy and the switching process occurs through one or two jumps of magnetization, depending on the azimuth of the magnetic field. In the annealed structures, the first magnetization jump is due to the domain mechanism. The second jump is diffused and described taking into account the scatter of the anisotropy field and the orientation of the easy axes in different regions of the film. The degree of diffusion can be used to evaluate the quality of films. In as grown structures, magnetization switching one jump was observed at any orientation of the magnetic field.*

Keywords: *magnetic nanostructures, magnetization switching, magneto-optical phenomena, magnetic anisotropy*

Магнитные наноструктуры вызывают большой интерес в связи с интенсивным развитием магноники и спинтроники [1]. При разработке и характеризации новых магнитных наноструктур важную роль играют исследования процесса намагничивания, которые позволяют выявить механизмы переключения намагниченности, определить тип магнитной анизотропии и оценить описывающие ее параметры. Целью настоящей работы является магнитооптические (МО) исследования процесса переключения намагниченности в пленках никелевого феррита $NiFe_2O_4$ (NFO) толщиной несколько десятков нанометров, выращенных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках $SrTiO_3$(001). В геометрии продольного эффекта Керра (LMOKE) измерялись петли гистерезиса поворота плоскости поляризации и/или эллиптичности света (λ=405 nm) при перемагничивании структур магнитным полем в плоскости. Разложение петель на антисимметричную симметричную по магнитному полю части позволило выделить вклад линейных и квадратичных по намагниченности МО явлений. Особое внимание уделялось вкладу квадратичных явлений, поскольку они оказались удобным инструментом для изучения анизотропии процесса переключения.

Предыдущие исследования магнитных нанослоев Fe, Co_2FeSi, $Co_{50}Fe_{50}$, Co_2FeAl и др., выращенных на подложках типа MgO(001), проведенные с использованием магнитных и магнитооптических методов, показали, что процесс переключения в них может включать один (1j-process) или два (2j-process) скачка намагниченности [4-6]. Реализация того или иного процесса зависит от ориентации магнитного поля в плоскости и величин двуосной и одноосной магнитной анизотропии. Скачки происходили в слабых полях, значительно меньших поля двуосной анизотропии H_a, за счет зарождения доменов и движения доменных стенок. Исследования линейных и квадратичных МО явлений в отражении света при перемагничивании таких структур стимулировал развитие векторной магнитооптики, позволившей изучать траектории вектора намагниченности при переключении [2-6].

Как показал анализ симметричных по магнитному полю вкладов в МО петли гистерезиса (SP), процесс переключения намагниченности в “as grown” и отожженных NFO / STO(001) структурах существенно отличаются. В первом случае при любой ориентации магнитного поля наблюдается лишь 1j-process. Во втором он реализуется только, если отклонение магнитного поля от легких осей не превышает ~ 20°, а при других азимутах поля осуществляется 2j-process. Слабая зависимость коэрцитивного поля H_c от азимута магнитного поля показывает, что скачек намагниченности в “as grown” структурах и первый скачек в отожженных структурах происходит путем зарождения и движения доменных стенок. Петли гистерезиса и полевые зависимости SP в “as grown” и отожженных NFO структурах показаны на Рис.1.

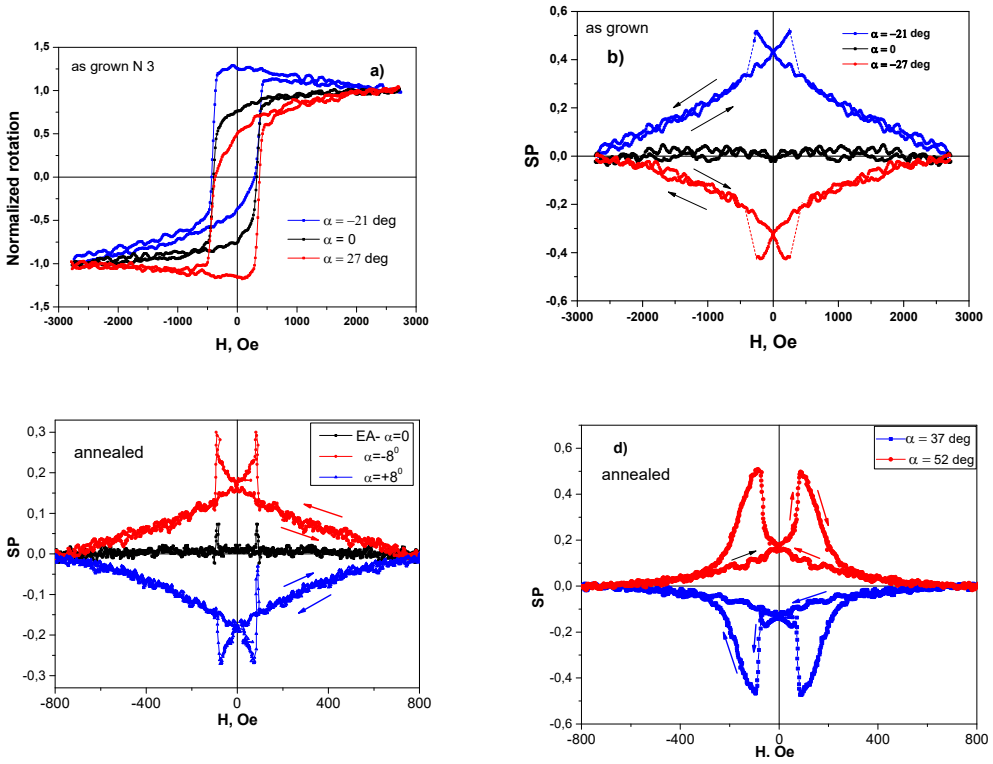


Рис.1 Нормализованные петли гистерезиса поворота плоскости поляризации (λ = 405 nm) (a). Полевые зависимости симметричной части (SP) петли при различных отклонениях магнитного поляα от легкой оси в не отожженной структуре (b). Полевые зависимости SP при α = 0, ±8° (b) и α = 37° и 52°в отожженной NFO структуре (d) .

Описание полевых зависимостей SP проводилось в рамках модели Стонера-Волфорта при учете линейных и квадратичных по намагниченности вкладов в измеряемый МО эффект [4]. Поле двуосной анизотропии H_a оценивалось из анализа полевых зависимостей SP в области поворота намагниченности. На Рис.2 показаны полевые зависимости SP в отожженной структуре и результаты расчета в модели Стонера-Волфорта при учете доменного механизма переключения при $H = H_c$. Вместо второго скачка, который должен произойти в поле H_2, в эксперименте наблюдается непрерывная полевая зависимость SP(H). Такое поведение свидетельствует о сильном размытии второго скачка, которое может быть обусловлено дисперсией поля анизотропии Ha и ориентации легких осей в различных участках пленки. Присутствие дисперсии легких осей в отожженных структурах подтверждается специфическими максимумами H_c вблизи трудных осей. Дисперсия Ha слабее сказывается на размытии 1-го скачка, поскольку он происходит путем движения доменных стенок.

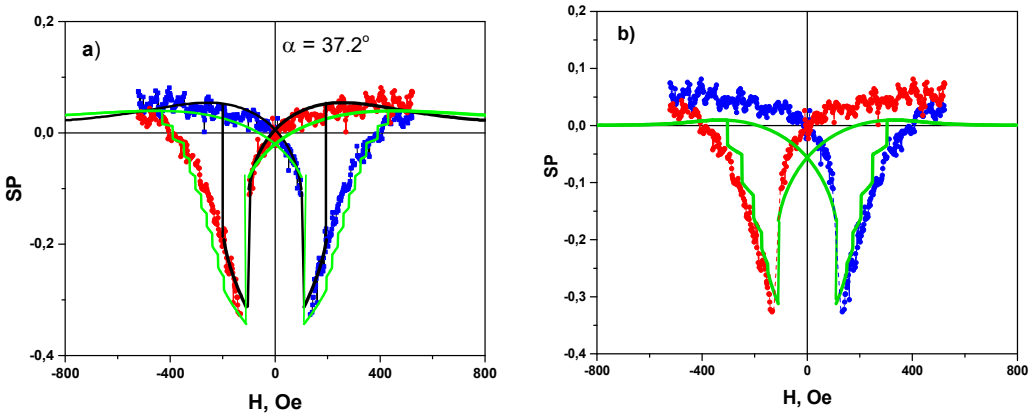


Рис.2 Полевые зависимости SP в отожженной NFO структуре при α = НА-5° (37°). Красные и синие линии соответствуют различным ветвям петли. Черной линией показаны результаты расчета в модели Стонера – Волфорта с учетом того, что скачек при H = Hc происходит путем зарождения и движения доменных стенок. Зеленой линией показаны результаты расчета зависимостей SP(H) при учете дисперсии поля Ha (a) и ориентации легких осей (b). Скачки соответствуют заданному распределению параметров.

В соответствие с моделью Стонера - Волфорта проявление размытия второго скачка зависит от азимута магнитного поля и наиболее сильно проявляется вблизи трудных осей. Информация о дисперсии параметров по площади пленки может быть получена из полевой зависимости dSP/dH.

Важно отметить, что, если в “as-grown” структурах линии ФМР характеризуются полушириной ~ 300 Oe, то в отожженных ~ 100 Oe, а в структурах подверженных специальной процедуре отжига ~ 50 Oe. Именно в последних наблюдается наименьшее размытие второго скачка, что позволяет использовать результаты исследования SP для оценки качества структур.

Список использованных источников:

1. Kruglyak V.V., Demokritov S.O., Grundler D. Magnonics // J. Phys. D. Appl. Phys. – 2010. – v. 43. – p. 264001.
2. Osgood R.M., Clemens B.M., White R.L. Asymmetric magneto-optic response inanisotropic thin films// Phys. Rev. B. – 1997. – v. 55. – p. 8990– 8996.
3. Cowburn R.P., Gray S.J., Ferré J., Bland J.A.C., Miltat J. Magnetic switching and in-plane uniaxial anisotropy in ultrathin Ag/Fe/Ag(100) epitaxial films // J. Appl. Phys. – 1995. – v. 78. – p. 7210 –7219.
4. Kuschel T., Bardenhagen H., Wilkens H., Schubert R., Hamrle J., Pištora J., Wollschläger J. Vectorial magnetometry using magnetooptic Kerr effect including first- and second-order contributions for thin ferromagnetic films //J. Phys. D. Appl. Phys. – 2011. – v.44. –p. 265003.
5. Jiménez E., Mikuszeit N., Cuñado J.L.F., Perna P., Pedrosa J., Maccariello D., Rodrigo C., Niño M.A., Bollero A., Camarero J., Miranda R. Vectorial Kerr magnetometer for simultaneous and quantitative measurements of the in-plane magnetization components // Rev. Sci. Instrum. – 2014. – v. 85. – p. 053904.
6. Zhang M., Ye J., Liu R., Mi S., Xie Y., Liu H.-L., Van Haesendonck C., Chen Z.-Y. Study of magnetization reversal and anisotropy of single crystalline ultrathin Fe/MgO (001) film by magneto-optic Kerr effect // Chinese Phys. B. – 2016. – v. 25. – p. 047503.

УДК 537

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС Co-Ni КОМПОЗИТНЫХ НАНОСТЕРЖНЕЙ, ОСАЖДЕННЫХ В ПОЛИКАРБОНАТНЫЕ МЕМБРАНЫ

Денисова Е. А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,
доцент, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»

Чеканова Л. А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Комогорцев С. В.

д.ф.-м.н., доцент,
зав. лабораторией физики магнитных пленок, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Ли О. А.

к.т.н., доцент, ФГАОУ ВО «Сибирский федеральный университет»

Рауцкий М. В.

младший научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН

Немцев И. В.

научный сотрудник, ФГБНУ Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН,

Исхаков Р. С.

д.ф.-м.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН,

Аннотация. *Пористый полимер, наполненный сегментированными наностержнями из магнитного металла, перспективен для создания новых микроволновых устройств. Массивы двухсегментных стержней Ni/Co и коаксиальных стержней Ni@Co получены методом химического осаждения в поликарбонатную трековую мембрану. Внутреннее эффективное магнитное поле магнитных композитных наностержней, упорядоченных на немагнитной подложке, исследовано с помощью ферромагнитного резонанса. Установлено влияние межфазных границ для двух типов стержней на эффективное поле. Обнаружено, что характеристиками ФМР можно управлять с помощью конструкции стержня (ядро-оболочка или двухсегментный стержень), свойств матрицы (пористость) и условий химического осаждения.*

Ключевые слова: *Ni@Co коаксиальные стержни, Co/Ni двухсегментные стержни, магнитные свойства, химическое осаждение*

FERROMAGNETIC RESONANCE IN Co-Ni COMPOSITE NANORODS IN POLYCARBONATE TRACK ETCHED MEMBRANE

Denisova E. A.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS, assistant professor, Siberian Federal University

Chekanova L. A.

Ph.D, senior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Komogortsev S. V.

Ph.D, head of Laboratory of Magnetic Films Physics, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Li O. A.

Ph.D, assistant professor, Siberian Federal University

Rautsky M.V.

researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Nemtsev I. V.

researcher, Federal Research Center KSC SB RAS

Iskhakov R. S.

Ph.D, professor, chief researcher, Kirensky Institute of Physics, FRC KSC SB RAS

Annotation. *A porous polymer filled with segmented magnetic nanorods is very promising for the design of novel microwave devices. Arrays of bi-segmented Ni/Co and core-shell Ni@Co rods were prepared by electroless deposition into pores of polycarbonate track etched membrane. An intrinsic effective magnetic field of the magnetic composite nanorods aligned in the nonmagnetic template was studied by ferromagnetic resonance (FMR). The effect of the interface boundaries for two types of bi-segmented rods on effective field was established. It was found that FMR properties may be controlled through a rod design (core-shell or bi-segmented), template characteristics (porosity), and electroless deposition conditions.*

Keywords: *core-shell rods, bi-segmented Co-Ni rods, magnetic properties, electroless deposition*

Вытянутые элементы (нанопроволоки и нанотрубки) используются во многих областях техники, например, нанонити ядро-оболочка, многослойные трубки и их вертикальные массивы могут быть использованы для устройств спинтроники [1], [2]. Проблемы, связанные со сложными диполь-дипольными взаимодействиями в массивах таких элементов, побуждают исследовать новые конструкции этих элементов.

В данной работе докладываются результаты синтеза и исследования магнитных характеристик двухсегментных наностержней с коаксиальной (Co@Ni) и продольной (Co/Ni) сегментацией, полученных методом химического осаждения в поры поликарбонатной трековой мембраны (PCTE). Стержни с коаксиальной фазовой сегментацией состоят из цилиндрического кобальтового сердечника и никелевой оболочки. Стержень, сегментированный вдоль оси, представляет собой два связанных стержня из никеля и кобальта.

Осаждение Co и Ni в поры мембран осуществляется методом химического восстановления раствора соли металла с гипофосфитом натрия в качестве восстановителя. Для получения коаксиальных нанотрубок стенки пор мембраны обрабатывали хлоридом палладия в качестве зародышеобразователя. На следующем этапе поры покрывали никелем методом химического осаждения. Процесс образования никелевых трубок контролировался методами электронной микроскопии. На последнем этапе для получения композитных стержней внутрь полой трубки осаждался кобальт. Тем же методом приготовлены и исследованы ре-

ферентные образцы трубок и стержней, свойства которых в дальнейшем рассматривалась как отдельные отклики оболочки или сердечника соответственно, в стержнях с коаксиальной сегментацией.

При синтезе стержней, сегментированных вдоль оси, одна сторона мембраны была покрыта тонким слоем термически напыленной меди для создания электрохимического потенциала, который способствует осаждению металла внутри каналов мембраны вдоль оси поры. Затем были изготовлены стержни Co/Ni путем последовательного химического осаждения.

По данным рентгеновской дифракции сплавы Ni и Co в стержнях обоих типов были кристаллическими с ГЦК структурой. Энергодисперсионный анализ (EDX) подтверждает структуру ядро-оболочка и однородный состав вдоль оси стержня. Толщина стенок никелевых трубок составляла около 100 нм, кобальтовый сердечник имеет диаметр около 200 нм, диаметр пор мембраны 400 нм. Линейное сканирование EDX продольно сегментированных стержней подтвердило их двухсегментную структуру с чередующимися сегментами из металлического никеля (длиной около 4,5 мкм) и кобальта (около 2,5 мкм).

Спектры ферромагнитного резонанса (ФМР) регистрировались на спектрометре Bruker на частоте 9,4 ГГц. Спектры ФМР для стержней Co@Ni, Co/Ni, стержней из Co и Ni и никелевых трубок показаны на рис.1. Спектры ФМР для кобальтового сердечника, никелевой трубки и никелевых стержней, нанесенных в поры мембраны с номинальным диаметром d ~ 400 нм, состоят из одной линии поглощения с резонансным полем H_R 1,3 кЭ (1,1 кЭ для d ~ 200 нм), 1,64 кЭ и 1 кЭ соответственно. На спектрах ФМР, измеренных в поле, параллельном оси Co/Ni или Co@Ni стержней, наблюдается несколько отчетливых пиков. Следует отметить, что положение этих пиков не совпадает с положением пиков реперных образцов. Мультипиковые ФМР спектры были разложены на отдельные резонансные пики, соответствующие различным элементам составного стержня. Разложение спектров ФМР для стержней Co@Ni и Co/Ni на рис. 1. показывает, что резонансное поле H_R, соответствующее никелевой трубке, увеличивается с 1,64 кЭ для чистой трубки до 2,15 кЭ для трубки, заполненной кобальтом. Значение H_R, соответствующее кобальтовому сердечнику, уменьшается с 1,3 кЭ для проволоки из кобальта до 0,98 кЭ для кобальтовой проволоки внутри коаксиальных стержней. В спектре ФМР двухсегментных стержней наблюдается еще один дополнительный пик.

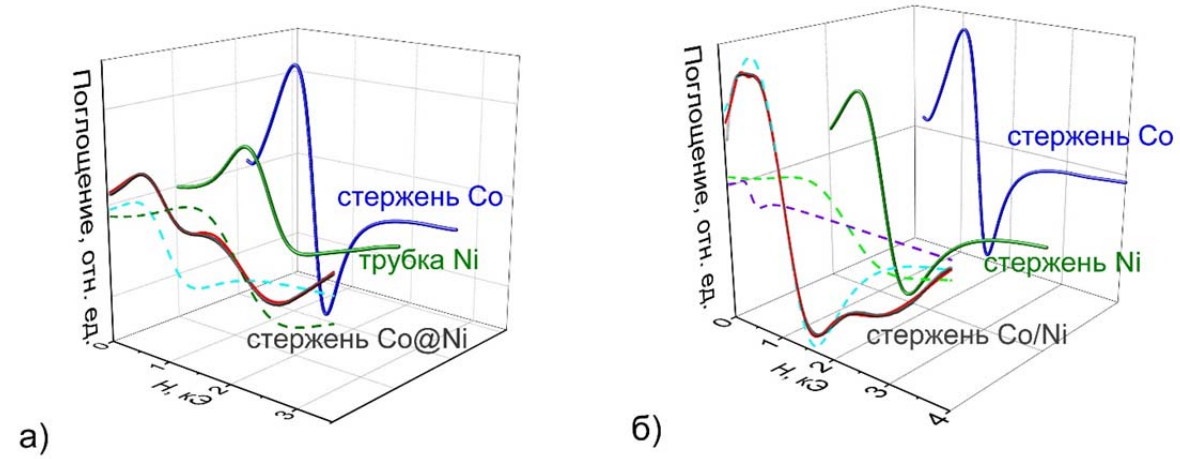


Рис. 1 (а) Спектры ФМР стержней типа ядро-оболочка Co@Ni, трубок Ni и стержней Co, результат разложения экспериментального спектра ФМР стержней Co@Ni (серая кривая) на отдельные резонансные пики, соответствующие оболочке Ni (зеленая пунктирная линия) и сердцевине Co (голубая пунктирная кривая), аппроксимация суммой линий (красная линия).
(б) Спектры ФМР для двухсегментных стержней Co/Ni, стержней Ni и стержней Co, аппроксимация (красная линия) экспериментальных спектров стержней Co/Ni (серая кривая) тремя линиями.

Магнитная анизотропия массива нанопроволок определяется двумя основными вкла-

дами. Во-первых, магнитная анизотропия формы отдельной проволоки, H_{sh} - соответствующий вклад в общее поле анизотропии. Второй вклад обусловлен магнито-дипольной связью между проволоками и приводит к формированию магнитной анизотропии типа легкая плоскость (совпадающей с плоскостью мембраны) и характеризующейся полем H_{dip}. Из-за поликристаллического строения, а также ГЦК структуры материала стержней, вклад магнитокристаллической анизотропии пренебрежимо мал по сравнению с вкладом магнитной анизотропии формы. Вклад в магнитную анизотропию может вносить кристаллическая текстура и собственная деформация из-за магнитоупругой связи, однако этот вклад в данном случае незначительный. Таким образом, ожидается, что полное эффективное поле магнитной анизотропии задается суммой двух основных вкладов $H_{eff} = H_{sh} + H_{dip}$. Вклад диполь-дипольного взаимодействия между проволоками может быть оценен как $H_{dip} = 6Pf\pi M_s$, где P - пористость материала [3], f - объемный коэффициент заполнения, а вклад анизотропии формы как $H_{sh}= 2\pi M_s$. В итоге $H_{eff} = 2\pi$ (3Pf-1) M_s. При приложении поля вдоль оси стержней уравнение Киттеля [4] будет иметь следующий вид:

$$\frac{\omega}{\gamma} = H_R + 2\pi M_s(1 - 3P \cdot f) \quad (1)$$

Рассчитанные с помощью этого уравнения резонансные поля массивов стержней обоих типов составляют 1,8 кЭ, 2,4 кЭ и 0,35 кЭ для массивов трубок из никеля, стержней из никеля и стержней из кобальта соответственно. Путем сравнения экспериментальных и расчетных значений H_R можно оценить величину дополнительного вклада в поле анизотропии. Наблюдаемый дополнительный вклад в H_{eff} в случае стержня типа ядро-оболочка (2,5 кЭ) больше, чем для двухсегментного стержня (0,8 кЭ). Мы предполагаем, что источником этого вклада являются межфазные границы композитных стержней. В этом случае больший вклад в H_{eff} в стержнях типа ядро-оболочка объясняется большей межфазной поверхностью в сравнении с двухсегментными стержнями.

Неоднородность распределения Co или Ni на границах слоев может также вызвать эффекты градиентной анизотропии (то есть локальные изменения эффективной магнитной анизотропии вдоль оси стержня). Такие отклонения магнитной анизотропии могут проявляться в варьировании резонансных полей для разных сегментов стержня и увеличении ширины линии ФМР. Ширина линии ФМР для стержней Ni/Co и Co@Ni действительно больше на 40 и 60% соответственно, чем для однородных образцов.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность синтеза композитных стержней с коаксиальной (Co@Ni) и продольной (Co/Ni) сегментацией. Было обнаружено, что характеристиками ФМР можно управлять с помощью конструкции стержня (ядро-оболочка или двухсегментный), свойств матрицы (пористость) и условий химического осаждения. Металлические композитные стержни, осажденные в пористую полимерную матрицу, являются хорошим кандидатом для создания новых микроволновых устройств, таких как настраиваемые СВЧ-фильтры.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-43-240003. Авторы выражают благодарность Красноярскому краевому научно-исследовательскому центру ФИЦ КНЦ СО РАН за предоставленное оборудование.

Список использованных источников:

1. Chong Y. T. et al. Multilayered Core/Shell Nanowires Displaying Two Distinct Magnetic Switching Events / Adv. Mater. – vol. 22, no. 22. – pp. 2435–2439. – 2010.
2. Rohan J. F. et al. Coaxial metal and magnetic alloy nanotubes in polycarbonate templates by electroless deposition / Electrochem. commun. – vol. 10, no. 9. – pp. 1419–1422. – 2008.
3. Darques M., Spiegel J. et al. Ferromagnetic nanowire-loaded membranes for microwave electronics," J. Magn. Magn. Mater. – vol. 321, no. 14. – pp. 2055–2065. – 2009.
4. Kittel C. On the Theory of Ferromagnetic Resonance Absorption / Phys. Rev. – vol. 73, no. 2. – pp. 155–161 – 1948.

УДК 537.611.2

САМОДОСТАТОЧНОЕ ОБУЧЕНИЕ НЕЙРОМОРФНОЙ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ

Лобанов И.С.

к.ф.-м.н.,
ведущий научный сотрудник кафедры статистической физики
ведущий научный сотрудник физико-технического факультета университета ИТМО

Уздин В.М.

д.ф.-м.н., профессор,
профессор кафедры статистической физики СПбГУ
профессор физико-технического факультета университета ИТМО

Аннотация. *Предложен подход к созданию самодостаточных самообучающихся нейроморфных устройств на основе магнитных систем. В отличие от существующих альтернативных подходов наш подход не требует использования ЭВМ для обучения устройства, а использует релаксацию для минимизации функции потерь. Описаны различные подходы к обучению и реализации вычислений магнитной нейронной сетью. Качественная возможность построения таких устройств продемонстрирована на примере решения задачи бинарной классификации.*

Ключевые слова: *нейроморфные вычисления, перемагничивание, машинное обучение*

SELF-SUFFICIENT NEUROMORPHIC MAGNETIC SYSTEM TRAINING

Lobanov I.S.

PhD,
Leading Researcher, Department of Statistical Physics, St. Petersburg State University
Leading Researcher, Faculty of Physics and Engineering, ITMO University

Uzdin V.M.

Dr. Sc., professor,
Professor of the Department of Statistical Physics, St. Petersburg State University,
Professor of the Faculty of Physics and Engineering, ITMO University

Annotation. *An approach to the creation of self-sufficient self-learning neuromorphic devices based on magnetic systems is proposed. In contrast to the existing alternative approaches, our approach does not require the use of a computer to train the device, but uses relaxation to minimize the loss function. Various approaches to the training and implementation of the calculations by a magnetic neural network are described. The qualitative possibility of constructing such devices is demonstrated by the example of solving the binary classification problem.*

Keywords: *neuromorphic computing, remagnetization, machine learning*

Исследования в области нейроморфных вычислений на основе магнитных систем обещают в перспективе создание искусственных нейронных сетей (ИНС) высокого быстродействия и с малым потреблением энергии [1]. К настоящему моменту предложено несколько вариантов искусственных нейронов и их элементов на основе магнитных систем [1,2,3]. Все эти реализации вычисляют задающую нейронную сеть функцию, подобные электронные устройства уже в настоящее время используются для ускорения распознавания образов при пониженном энергопотреблении. Однако, все описанные подходы используют для обучения внешнее устройство, в роли которого выступает высокопроизводительная ЭВМ. Так как обучение является наиболее ресурсоемкой частью работы сети, то эти подходы не позволяют создавать самообучающиеся устройства. В настоящей работе мы демонстрируем принципиальную возможность создания самодостаточных самообучающихся магнитных устройств на примере решения задачи классификации.

Предлагаемый подход концептуально близок к оптимизационному подходу к обратимым вычислениям [4,5]. Существование функций, вычислительная сложность которых радикально отличается от сложности их обратных, является основой криптографии с открытым ключом. Если алгоритм вычисления функции удается заменить на схему, в которой каждой вентиль является обратимым, то применение этой схемы в обратном порядке дает готовый алгоритм вычисления обратной функции. В оптимизационном подходе отдельные вентили задаются не таблицей истинности, сопоставляющей значениям на входах значения на выходе, а мерой ошибки, описывающей согласование значений на входах и выходах. Тогда вычисление обратимой схемы сводится к оптимизации функции ошибки. Особенно привлекательным является использование энергии реально существующей физической системы в качестве функции ошибки, в этом случае самосогласование схемы происходит при релаксации системы. Возможность такого рода вычислений на весьма небольшом числе магнитных атомов продемонстрирована на примере разложения чисел на простые множители [6,7].

Обучение искусственной нейронной сети также сводится к оптимизации функционала, выражающего, например, в случае обучения с учителем отличие предсказаний сети от желаемых результатов. Мы предлагаем использовать диссипативные магнитные системы для автоматической минимизации ошибки обучения. Если выход сети задавать ориентацией магнитных моментов на выводах устройства, то задание желаемых результатов можно производить приложением внешнего магнитного поля к выводам, зеемановская энергия выводов будет мерой ошибки. Достаточно сильное внешнее магнитное поле также можно использовать для задания значений на входах, добиваясь жесткого закрепления ориентации магнитных моментов на входах или для возбуждения спиновых волн, в зависимости от подхода к реализации сети. Геометрия магнитной решетки и выбор взаимодействующих соседей определяет структуру искусственной нейронной сети и вид вычисляемой нейронной сетью функции. Функция, вычисляемая нейронной сетью, содержит параметры, обычно называемые весами. В роли весов магнитной нейронной сети можно использовать магнитные островки, такие что их спонтанное перемагничивание достаточно редкое событие. Если энергия системы доминируется зеемановской энергией выводов, то релаксация системы приводит к автоматическому выбору весов, приводящих к желаемым значениях на выводах.

Как правило, обучение происходит на достаточно большой выборке, которая может быть передана в сеть двумя способами: параллельно или последовательно. При параллельном обучении на нескольких элементах выборки магнитная система дублируется несколько раз, по числу элементов выборки: каждый дубль имеет свой набор входов и выходов, однако магнитные островки, задающие веса системы, разделяются всеми дублями. При последовательном обучении элементы выборки последовательно задаются на входах и выходах со скоростью значительно превосходящей скорость релаксации системы. Параллельный способ обучения требует создания систем более сложной геометрии и

большего размера, однако не требует генерации высокочастотных управляющих полей, как в последовательном способе.

Вычисление сети на произвольных входах происходит в отсутствии внешнего магнитного поля на выводах, путем измерения намагниченности выводов. Вычисление сети возможно только на промежутке времени короче спонтанного перемагничивания, поэтому обучение системы необходимо время от времени повторять. Динамика магнитной системы при заданном внешнем магнитном поле на входах и заданном положении магнитных островков, задающих веса, определяет, как именно вычисляется функция, характеризующая нейронную сеть. Мы предлагаем два способа реализации вычислений: распространение спиновых волн через систему и релаксация быстрых степеней свободы. В случае распространения спиновых волн положение индивидуальных магнитных моментов определяется весами системы и изменяется мало в масштабе времени отдельного вычисления. Релаксационный подход использует минимизацию энергии в процессе диссипации как для вычисления сети, так и для ее обучения. Две стадии работы сети разделены за счет того, что относительно большие магнитные островки используются для хранения весов, в то время как в систему дополнительно входят магнитные моменты слабо взаимодействующие с весами, релаксация которых происходит гораздо быстрее релаксации островков, и которая обеспечивает вычисление сети.

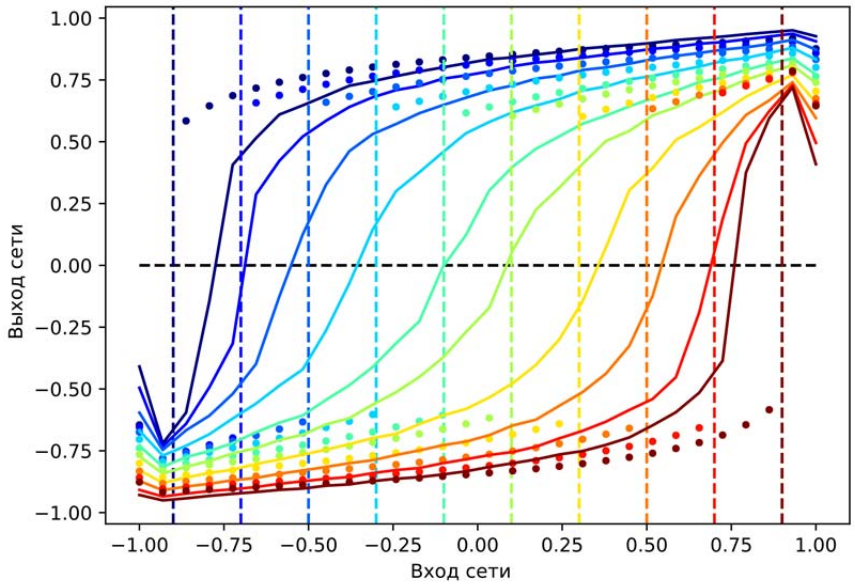


Рис. 1. Вычисляемая магнитной сетью функция.

В качестве примера мы рассмотрим задачу бинарной классификации, в которой классы образуют числа меньшие и числа большие некоторого порогового значения A, которое сеть определяет в процессе обучения. Обучающая выборка задается значениями из интервала [-1,1] на входе и одним из двух значений {-1, 1} на выходе, соответствующих классам чисел меньших и больших A соответственно. Мы использовали параллельный метод обучения и 30 случайных значений в выборке, размер которой ограничивается числом копий системы в параллельном методе. Мы выбрали структуру системы в виде цепочки из 7 спинов, каждый их которых взаимодействует с двумя ближайшими соседями и одним из 7 изолированных магнитных островков, задающих вес для данного спина. В моделировании мы предполагали малый размер системы и пренебрегали дальнодействующими взаимодействиями. Полагая константу Гейзенберговского обмена между соседями в цепочке за 1, константа обмена с островками была выбрана равной 0.02. Числовые значения

кодировались в z проекции намагниченности, нормированной на единицу. Значения на входе и выходе задавались z проекцией внешнего магнитного поля на крайних спинах цепочки. В численном эксперименте мы использовали релаксационный метод вычислений. Мы ввели в систему анизотропию легкая ось величины 0.02 с осью z, в результате при релаксации значения на выходе стремятся к одному из минимумов энергии в полюсах блоховской сферы. Выбор ориентации весов позволяет варьировать пороговое значение A, сдвигая седловую точку на энергетической поверхности.

На рис. 1 показана зависимость значений на выходе сети от значений на входе для 10 значений A с шагом 0.1. Идеальная характеристическая функция имеет скачок в точке A, отмеченный пунктирной линией, причем функция монотонно возрастает. Фактически получаемые значения на выходе сети показаны сплошной линией. Значение на выходе сети округляется до -1 или +1, поэтому важны только нули функции. В результате обучения нули были получены близко к идеальным значениям, за исключение очень больших или маленьких значений A, при которых среднеквадратическая ошибка, соответствующая нашему отождествлению энергии с функцией потерь, является плохой мерой для оценки порогового значения. Полученные результаты соответствует точности и полноте выше 95%, что демонстрирует возможность обучения классификатора на основе несложной магнитной системы без привлечения ЭВМ.

Описанная магнитная нейронная сеть близка к математической модели ИНС, однако имеется ряд отличий. Напряженность внешнего магнитного поля на выходе сети является новым метапараметром, которого нет в классической теории ИНС. Большая напряженность гарантирует правильное значение на выходе сети при обучении, но приводит к переобучению. На рис. 1 значения на выходе сети при обучении показаны точками, это промежуточные значения между идеальным значением и результатом вычисления сети. Второе отличие заключается в том, что результат вычисления сети в нашем подходе является случайной величиной, однако, при выбранных параметрах модели, мы добились почти детерминированного значения на выходе. Третьим отличием является то, что веса задаются векторами на двухмерных сферах, а не числами, что дает другой вид сходимости при обучении.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (Гельмгольц) 19-42-06302.

Список использованных источников:

1. Song K.M., Jeong J.S., Pan B. Skyrmion-based artificial synapses for neuromorphic computing // Nat. Electron. – 2020. – № 3. – С. 148–155.
2. Fukami S., Ohno H. Perspective: Spintronic synapse for artificial neural network featured // Journal of Applied Physics. – 2018. – № 124. – С. 151904-1–151904-8.
3. Torrejon J., Riou M., Araujo F. Neuromorphic computing with nanoscale spintronic oscillators // Nature. – 2017. – № 547. – С. 428–431.
4. Cohen E., Dolev S. Rosenblit M. All-optical design for inherently energy-conserving reversible gates and circuits // Nat. Commun. – 2016. – № 7. – С. 11424-1–11424-8.
5. Bearden S.R., Pei Y.R., Di Ventra M. Efficient solution of Boolean satisfiability problems with digital memcomputing // Sci. Rep. – 2020. – № 10. – С., 19741-1–19741-7.
6. Borders W.A., Pervaiz A.Z., Fukami S. Integer factorization using stochastic magnetic tunnel junctions // Nature. – 2019. – № 573. – С. 390–393.
7. Gypens P., Leliaert J., Di Ventra M. Nanomagnetic Self-Organizing Logic Gates [Электронный ресурс]. – Режим доступа: https://arxiv.org/abs/2012.12721 (дата обращения 01.04.2021).

УДК 539.2

КВАНТОВЫЕ ПОПРАВКИ В СИСТЕМЕ С ПРОТЯЖЁННЫМИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ MnSb В МАТРИЦЕ InSb

Мехия А.Б.

младший научный сотрудник, Физический институт академии наук

Аронзон Б.А.

д.ф.-м.н., высококвалифицированный главный научный сотрудник, Физический институт академии наук

Кочура А.В.

к.ф.-м.н., доцент, заместитель директора, Региональный центр нанотехнологии, Юго-западный государственный университет

Маренкин С.Ф.

д.х.н., профессор, главный научный сотрудник, Институт общей и неорганической химии

Аннотация. *В работе были синтезированы и изучены образцы эвтектичного композитного материала InSb-MnSb, состоящего из монокристаллической матрицы InSb [110] и игольчатых включений монокристаллического MnSb [001]. Полученные включения располагались параллельно друг другу. Изучение транспортных свойств показало наличие квантовых поправок к проводимости и анизотропию температурной зависимости подвижности носителей, в случаях когда ток течёт вдоль игольчатых включений и поперёк им.*

Ключевые слова: *нанопровода, магнитные включения, квантовые поправки*

QUANTUM CORRECTIONS IN SYSTEMS OF EXTENDED SINGLE-CRYSTAL MnSb INCLUSIONS IN InSb MATRIX

Mekhiya A.B.

junior researcher, P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science

Aronzon B.A.

Dr.Sc., highly qualified senior researcher,
P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science

Kochura A.V.

Ph.D., deputy head of department, Regional Centre of Nanotechnology,
South West State University

Marenkin S.F.

Dr.Sc., professor, senior researcher, Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry

Annotation. *In this work, we prepared and studied the samples of eutectic InSb–MnSb composite material consisting of single-crystalline InSb [110] host with needle-like single-crystalline MnSb*

[001] inclusions. The inclusions turn out to aligned parallel to each other. Transport measurements have shown the presence of quantum corrections to the conductivity and significant anisotropy of temperature dependence of mobility of charge carriers

Keywords: *nanowires, magnetic inclusions, quantum corrections*

Магнитные нанопровода являются перспективными материалами для спинтроники, детектирования и биологических применений [1]. MnSb является подходящим магнитным материалом для создания таких структур так как его температура Кюри много выше комнатной (T_K=585 K) и по своим структурным свойствам он совместим с распространёнными в электронике материалами. InSb по своим структурным свойствам подходящий материал матрицы для включений MnSb. InSb является узкощелевым полупроводником с высокой подвижностью носителей и применяется в инфракрасных детекторах, высокоскоростной электронике и магнитооптических устройствах.

Эвтектичный сплав InSb-MnSb выращивались методом Бриджмена. Исследование полученный образцов сканирующим электронным микроскопом показало наличие неравномерно распределённых игольчатых включений (рис. 1), длинная сторона которых ориентрована вдоль ростовой оси. Средний диаметр «иголок» $2r = 12$ мкм, а длина $l > 1$ мм.

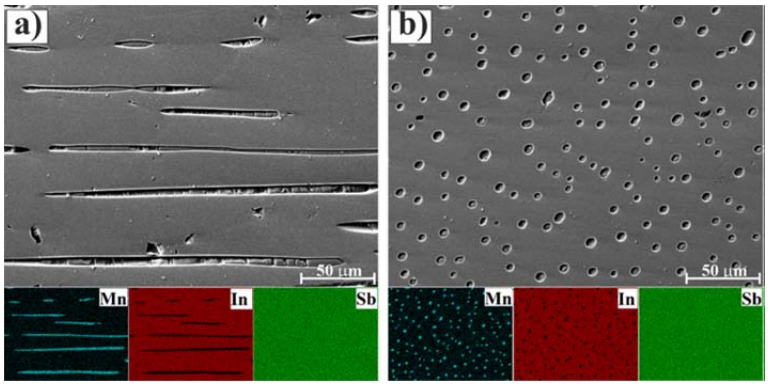


Рис. 1. Микрофотография игольчатых включений MnSb, полученная на сканирующем электронном микроскопе вдоль (a) и поперёк (b) направления роста.

Из транспортных измерений были получены температурные зависимости сопротивления, подвижности и концентрации в диапазоне от 1.6 до 320 K. Температурная зависимость сопротивления имеет вид, характерный для сильно легированных полупроводников. Зависимость подвижности носителей имеет выраженную анизотропию, при направлении тока вдоль и поперёк игольчатым включениям MnSb (рис. 2). Стоит отметить, что в случае протекания тока поперёк включениям, на транспортные характеристики оказывает влияние возникновение барьера Шоттки на границе полупроводник (InSb) – полуметалл (MnSb).

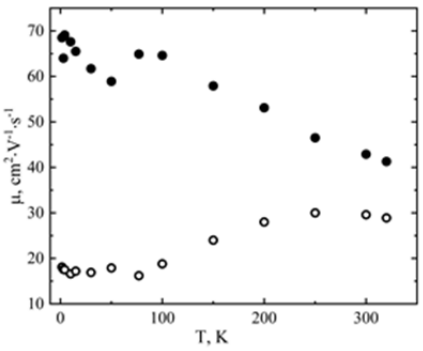


Рис. 2. Температурная зависимость подвижности для протекания тока вдоль игольчатых включений (сплошные круги) и поперёк включений (полые круги)

Анизотропия также была обнаружена на кривых магнетосопротивления (рис. 3). В сильных полях наблюдалось положительное магнетосопротивление, величина которого уменьшалась по мере роста температуры. Анализ кривых в слабых полях показал наличие квантовых поправок к проводимости. Причём, если в случае параллельно направленного тока была обнаружена слабая локализация, то в случае тока направленного перпендикулярно иглам возникал пик антилокализации, который переходил в слабую локализацию.

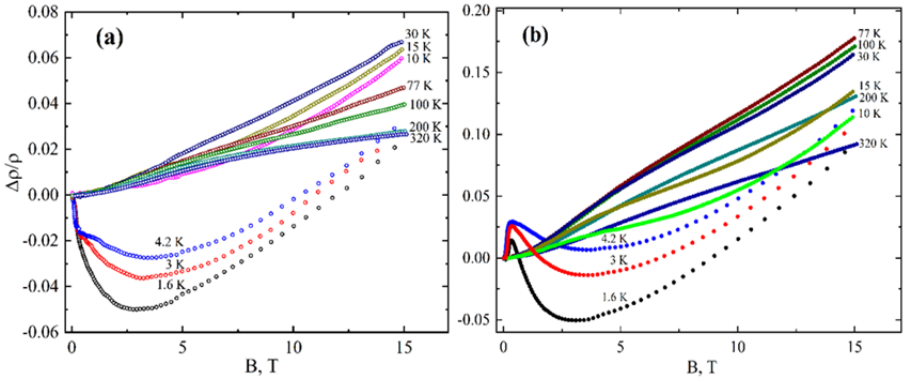


Рис. 3. Магнетосопротивление InSb-MnSb для продольного (a) и поперечного (b) протекания тока при различных температурах

Список использованных источников:

1. Alam J., Bran C., Chiriac H., Lupu N., Óvári T.A., Panin L.V., Rodionova V., Varga R., Vazquez M., Zhukov A. Cylindrical micro and nanowires: Fabrication, properties and applications. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – № 513. –p. 167074.

УДК 537.622.5

ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ТЕРАГЕРЦОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА ИЗМЕНЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРЫ

Мещеряков А.А.

м.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

инженер, Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет)

Аннотация. *Работа посвящена теоретическому исследованию метода перестройки генераторов и детекторов сигналов, работающих в терагерцовом диапазоне частот. Метод заключается в изменении температуры осциллятора, которая в свою очередь влияет на анизотропию его активного элемента. В результате математического моделирования получены зависимости амплитуды и частоты колебаний от температуры и плотности постоянного тока.*

Ключевые слова: *ортоферрит, антиферромагнетик, спинтронный осциллятор, спинтроника, автоколебания*

TEMPERATURE TUNING OF TERAHERTZ-FREQUENCY OSCILLATOR

Meshcheryakov A.A.

junior researcher, Kotel’nikov Institute of Radio-Engineering and Electronics of RAS

engineer, Moscow Institute of Physics and Technology

Annotation. *The work is devoted to the theoretical investigation of the method of tuning of terahertz-frequency generators and detectors. This method is based on the influence of temperature on the anisotropy of the active element of the oscillator. The amplitude and frequency of the oscillations as a function of the temperature and DC current density were obtained.*

Keywords: *orthoferrite, antiferromagnet, spintronic oscillator, spintronics, self-oscillations*

В настоящее время активно ведётся разработка генераторов и детекторов, работающих в частотном диапазоне 0,1-10 ТГц. Одним из путей решения данной задачи является изучение многослойных наноразмерных структур, включающих в себя слой антиферромагнетика (АФМ). Ранее уже проводились теоретические исследования осцилляторов, основанных на подобных структурах [1]. Также был предложен метод перестройки рабочей частоты осциллятора с помощью магнитострикции [2].

В настоящей работе исследуется теоретическая модель осциллятора, способного перестраивать рабочую частоту при изменении температуры [3]. Такая температурная перестройка возможна благодаря свойствам активного элемента осциллятора – ортоферрита гольмия $HoFeO_3$, поскольку в нём в интервале температур 38-52 К наблюдаются переориентационные

фазовые переходы [4], и его анизотропия чувствительна к изменению температуры.

Физическая структура рассматриваемого терагерцового осциллятора представляет собой двухслойную наноструктуру, в которой антиферромагнитный слой $HoFeO_3$ лежит на слое тяжёлого металла Pt (рис. 1).

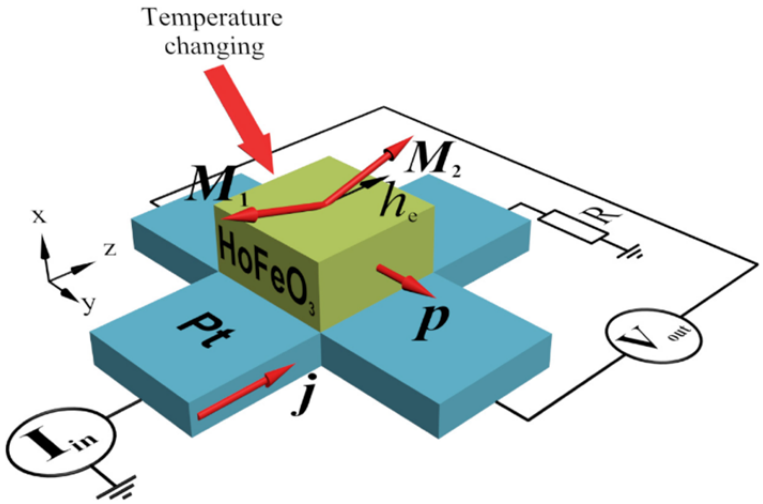


Рис. 1. Структурная схема наноосциллятора состоящая из слоя платины Pt, выполненного в виде спин-Холловского креста, и слоя ортоферрита гольмия $HoFeO_3$. $\boldsymbol{M}_{1,2}$ – векторы намагниченности подрешёток, h_e – лёгкая ось анизотропии, $\boldsymbol{j}$ – вектор плотности постоянного спин-поляризованного тока, $\boldsymbol{p}$ – вектор поляризации, I_{in} – источник постоянного тока, V_{out} – выходной переменный сигнал.

В такой конструкции протекающий по слою платины спин-поляризованный постоянный ток высокой плотности с помощью спинового эффекта Холла воздействует на подрешётки АФМ, что приводит к колебаниям намагниченности.

Для описания колебаний вектора Нееля $\boldsymbol{l} = (\boldsymbol{M}_1 - \boldsymbol{M}_2)/2M_s$, где M_s – намагниченность насыщения подрешётки, используется хорошо известная «сигма-модель», дополненная слагаемым, учитывающим температурную зависимость анизотропии $HoFeO_3$. После перехода к сферическим координатам $\boldsymbol{l} = (\cos\varphi\sin\vartheta, \sin\varphi\sin\vartheta, \cos\vartheta)$, где φ и ϑ азимутальный и полярный углы соответственно, можно получить маятниковое уравнение для азимутального угла:

$$\frac{1}{\omega_{ex}}\frac{d^2\varphi}{dt^2} + \alpha\frac{d\varphi}{dt} + \frac{\omega_{ex}}{2}\frac{\partial}{\partial\varphi}\left(\frac{1}{4}\sin^2 2\varphi + \Delta\sin\varphi\right) - \sigma j = 0 \qquad (1)$$

где α – константа затухания Гильберта, ω_{ex} – частота, обусловленная обменным взаимодействием между подрешётками в АФМ, ω_e – частота, обусловленная анизотропией в базовой плоскости, σ – константа, характеризующая величину переноса спинового момента из слоя тяжёлого металла, Δ – феноменологический коэффициент, зависящий от температуры образца [5].

В результате решения уравнения (1) были получены зависимости амплитуды и частоты колебаний от величины постоянного тока и температуры осциллятора. Также было показано, что изменение температуры приводит к изменению рабочей частоты осциллятора.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта правительства РФ для государственной поддержки научных исследований, проводимых под руководством ведущих учёных в российских образовательных учреждениях высшего образования, научных учреждениях и государственных научных центрах Российской Федерации (проект No 075-15-2019-1874).

Список использованных источников:

1. Khymyn R. *et al.* Antiferromagnetic THz-frequency Josephson-like Oscillator Driven by Spin Current // Sci Rep. – 2017. – № 7. – с. 43705.
2. Popov P.A. *et al.* Voltage-Controlled Anisotropy and Current-Induced Magnetization Dynamics in Antiferromagnetic-Piezoelectric Layered Heterostructures // Phys. Rev. Applied – 2020. – № 13. – с. 044080.
3. Meshcheryakov A.A. *et al.* Temperature tunable oscillator of THz-frequency signals based on the orthoferrite/heavy metal heterostructure // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2021. – № 54. – с. 195001.
4. Balbashov A.M. *et al.* Anomalies of high-frequency magnetic properties and new orientational transitions in $HoFeO_3$ // JETP. – 1989. – № 3. – с. 629.
5. Ivanov B.A. Spin dynamics of antiferromagnets under action of femtosecond laser pulses (Review Article) // Low Temp. Phys. – 2014. – № 40. – С. 119-138.

УДК 538.9

СПИНОВЫЙ ТОК НА ГРАНИЦЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ МАНГАНИТ/ИРИДАТ: ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

Овсянников Г.А.

д.ф.м.н., главный научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Шайхулов Т.А.

младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Станкевич К.Л.

младший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Константинян К.И.

к.ф.м.н., старший научный сотрудник ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *Исследовался спиновый ток, который генерировался в условиях ферромагнитного резонанса в ферромагнитной пленке $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ и регистрировался в пленке $SrIrO_3$, за счет обратного спинового эффекта Холла. Наблюдалось сильное влияние анизотропного магнитосопротивления в $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ пленке на амплитуду и спектр напряжения, возникающего на $SrIrO_3$ пленке. Наблюдалось значительное увеличение полуширины спектральной линии спинового тока и уменьшение напряжения, вызванного спиновым током при охлаждении от комнатной температуры до 135* K.

Ключевые: *спиновый ток, гетероструктура, обратный спиновый эффект Холла, анизотропное магнитосопротивление.*

SPIN CURRENT AT THE INTERFACE OF THE HETEROSTRUCTURE MANGANATE/IRIDATE: TEMPERATURE DEPENDENCE

Ovsyannikov G.A.

Dr. of Science, chief researcher, Kotelnikov IRE RAS

Shaikhulov T.A.

junior scientific, Kotelnikov IRE RAS

Stankevich K.L.

junior scientific, Kotelnikov IRE RAS

Constantinian K.Y.

PhD, senior researcher, Kotelnikov IRE RAS

Abstract. *The spin current that was generated at ferromagnetic resonance in the ferromagnetic film $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ and that was recorded in the $SrIrO_3$ film due to the inverse spin Hall effect was investigated. A strong influence of the anisotropic magnetoresistance in the $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ film on the magnitude and spectrum of the voltage arising on the $SrIrO_3$ film was shown. A significant in-*

crease in the half-width of the spin current spectrum and a decrease in the voltage caused by the spin current upon cooling from room temperature to 135 K were observed.

Keywords: *spin current, heterostructures, inverse spin Hall effect, anisotropic magnetoresistance.*

Иридат стронция $SrIrO_3$ (SIO) , являясь парамагнитным полуметаллом, обладает сильным спин-орбитальным взаимодействием, а его кристаллографические параметры близки к параметрам ферромагнетика - стронций допированного манганита $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ (LSMO). Комбинация электропроводимости и большого спин-орбитального взаимодействия открывает большие возможности для использования $SrIrO_3$ для преобразования спинного тока в электрический. Спиновый ток удается зарегистрировать, измеряя напряжение на потенциальных выводах пленки $SrIrO_3$ гетероструктуры SIO/LSMO [1,2]. В данной работе мы приводим результаты влияния анизотропного магнитосопротивления и температуры на амплитуду спинового тока, генерируемого на границе этих переходных металлов в гетероструктуре SIO/LSMO.

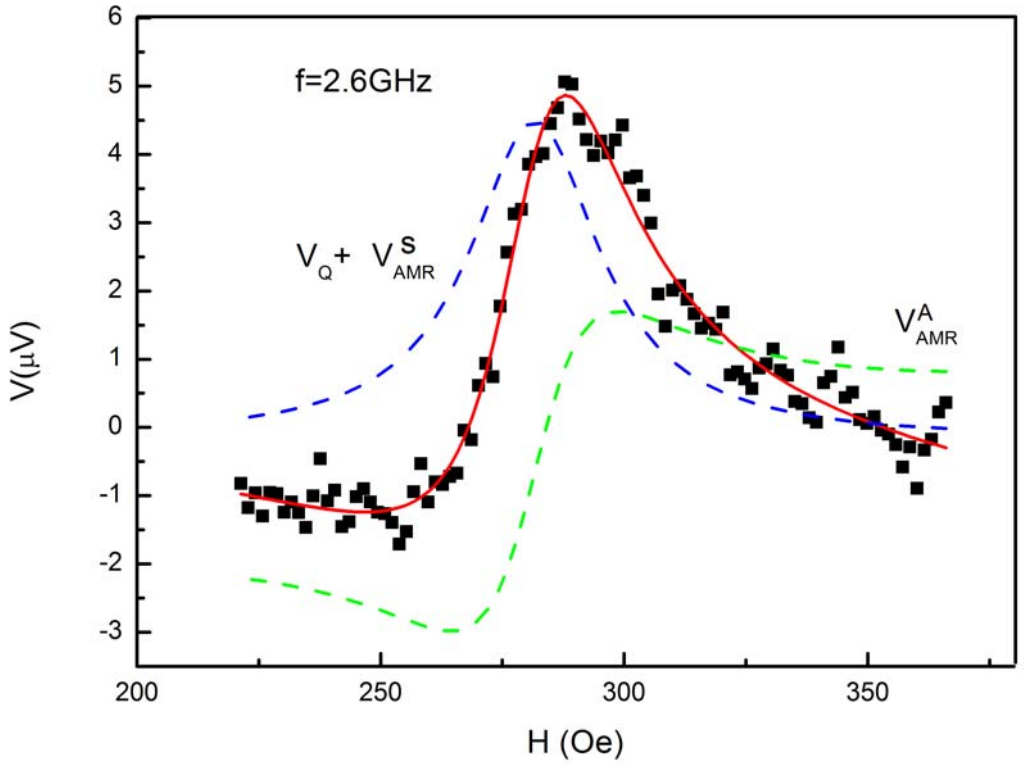


Рис.1. Зависимость от магнитного поля напряжения на пленке $SrIrO_3$ *, T=300 K, f=2.6 GHz. Эксперимент – квадраты, красная линия – сумма зависимостей анизотропного магнитосопротивления асимметричной* V^A_{AMR} *компоненты (зеленая линия) и суммы симметричной компоненты* V^S_{AMR} *и спинового тока* V_Q *(голубая линия).*

Тонкие пленки $SrIrO_3$ и $La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_3$ с толщинами 10 и 20 nm, соответственно, осаждались с помощью магнетронного распыления на полированные монокристаллические подложки (110) $NdGaO_3$ (NGO) при температуре подложки 800˚C в смеси газов Ar и O_2 и давлении 0.3 mBar.

На рис. 1 показана магнитно-полевая зависимость напряжения на пленке $SrIrO_3$ в условиях ферромагнитного резонанса на частоте 2.6 GHz. Экспериментальная зависимость (рис.1) хорошо аппроксимируется ниже приведенной формулой с учетом влияния спинового тока и вклада от анизотропного магнитосопротивления (AMR) [3,4]:

$$V = [V_{AMR}^{S} L(H) + V_{AMR}^{A} \mathrm{L'(H)}] \sin 2\phi_0 \sin \phi_0 + V_Q L(H) \cos \phi_0 \quad (1)$$

где $L(H)=\Delta H^2/[(H-H_0)^2 + \Delta H^2]$ – симметричная часть функции Лоренца, $L'(H)=\Delta H\,(H-H_0)/[(H-H_0)^2 + \Delta H^2]$ –антисимметричная часть функции Лоренца, V_{AMR}^{S} и V_{AMR}^{A} амплитуды симметричной и асимметричной частей вклада AMR, $V_Q(H)$ –напряжение на пленке $SrIrO_3$, вызванное протеканием спинового тока через границу, ϕ_0 - угол между направлением внешнего магнитного поля и нормалью к направлению напряжения, вызванного током обратного спинового эффекта Холла. Для ϕ_0=45° предполагая, что отношение $V_{AMR}^{A} / V_{AMR}^{S} = -\mathrm{tg}\phi_I \approx -1$ [3], где ϕ_I - разность фаз между СВЧ током и СВЧ намагниченностью из амплитуды V_{AMR}^{A} получаем, что вклад от спинового тока V_Q составляет менее 10% от величины V_{AMR}^{S}.

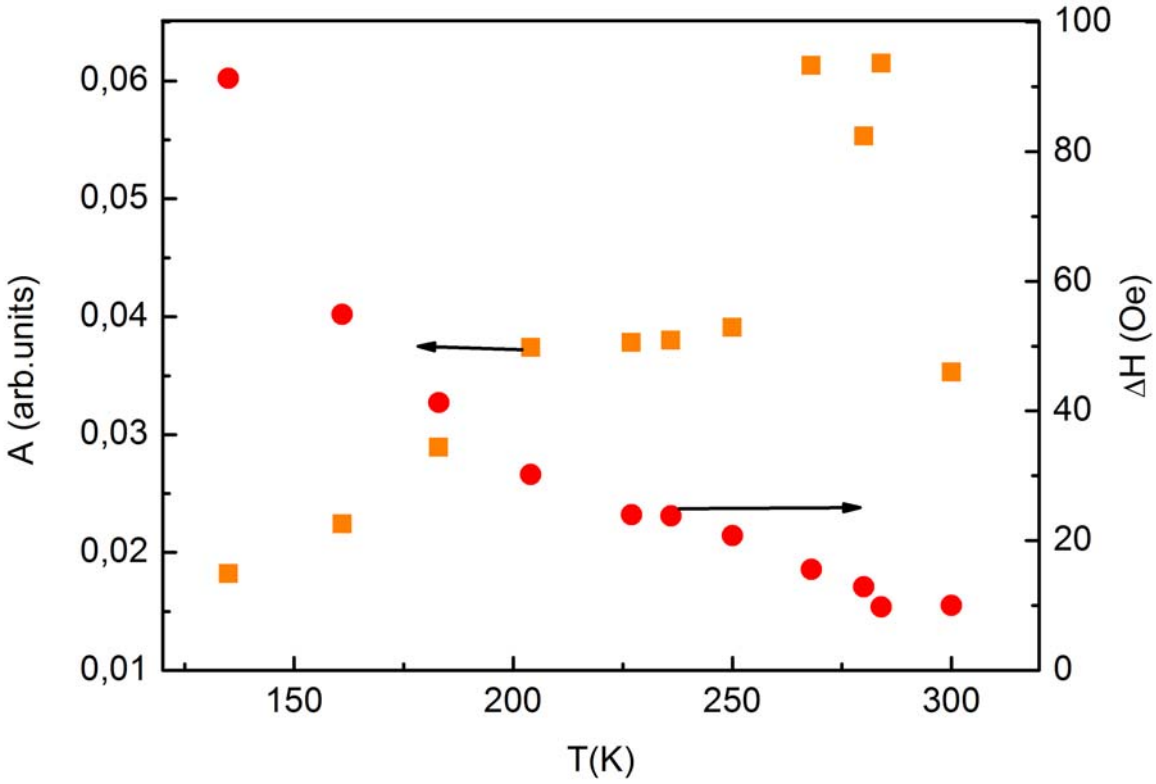


Рис.2. Температурная зависимость поля максимума напряжения на пленке $SrIrO_3$ на резонансной частоте и полуширины спектра спинового тока гетероструктуры SIO/LSMO, снятые при частоте f=2,8 GHz.

На рис.2 показана температурная зависимость полуширины линии спектра ΔH и амплитуды напряжения на гетероструктуре SIO/LSMO $V_{AMR}^{S} + V_Q$, полученные на частоте 2.8 GHz. Рост полуширины ΔH линии спектра спинового тока должен сопровождаться ростом амплитуды спинового тока из-за увеличения спиновой проводимости границы [4, 6]:

$$g^{\uparrow\downarrow} = \frac{\gamma M t_{LSMO}}{\mu_B f}\left(\Delta H_{SIO/LSMO} - \Delta H_{LSMO}\right) \quad (2)$$

где M-намагниченность пленки LSMO, t_{LSMO} - толщина пленки LSMO, *f*- частота СВЧ воздействия. Рост намагниченности и ширины линии спектра уменьшают V_{AMR}^{S} с понижением температуры [3], но в тоже время, как следует из (2), должны увеличивать V_Q. Поскольку уширение линии обусловлено утечкой спинового момента из ферромагнетика за счёт спинового тока, то данный факт может свидетельствовать о том, что спиновая проводимость границы гетероструктуры SIO/LSMO растет с уменьшением температуры. Рост полуширины линии спектра спинового тока с понижением температуры численно превосходит рост полуширины спектра спинового тока для гетероструктуры Pt/LSMO [5]. Отметим, что уменьшение сопротивления гетероструктуры, которое входит в соотношение напряжения и спинового тока компенсирует уменьшение спинового напряжения с уменьшением температуры. Кроме того, с уменьшением температуры происходит рост кубической анизотропии H_c и изменение наведенной подложкой анизотропии H_u LSMO пленки, которые не учтены в теории [3]. Так, для данного образца мы имеем из анализа угловых зависимостей резонансного поля H_0 [2] при трех температурах следующие значения анизотропии: T=294 К, H_u = 24.6 Oe, H_c = 3.9 Oe; T=200 К, H_u=15.1 Oe, H_c=63.8 Oe и T=105 К, H_u=42.5 Oe, H_c=161.2 Oe. Учет анизотропии может дать существенное изменение амплитуды спинового тока.

Таким образом, с уменьшением температуры наблюдается уменьшение напряжения на пленки, вызванного генерацией спинового тока, хотя с уменьшением температуры наблюдается рост намагниченности и ширины линии спектра спинового тока.

Авторы благодарны В.В. Демидову за полезные замечания и помощь при обработке экспериментальных результатов.

Работа выполнена в рамках государственного задания и частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проектами РФФИ 18-57-16001, 19-07-00143).

Список использованных источников:

1. Crossley S., Swartz A. G., Nishio K., Hikita Y., and Hwang H. Y.. All-oxide ferromagnetic resonance and spin pumping with SrIrO3 // Physical Review B.-2019.- v. 100 -P. 115163(1-7)
2. Ovsyannikov G. A., Shaikhulov T. A., Stankevich K. L., Khaydukov Yu., and Andreev N. V. Magnetism at an iridate/manganite interface: Influence of strong spin-orbit interaction// Physical Review B -2920.-v. 102.-P. 144401(1-11)
3. Azevedo A., Vilela-Leao L.H., Rodrıguez-Suarez R.L., Lacerda Santos A.F., Rezende S.M. Spin pumping and anisotropic magnetoresistance voltages in magnetic bilayers:Theory and experiment// Physical Review B.-2011.-v.. 83.- 144402 (1-6)
4. Mosendz O., Vlaminck V., Pearson J. EFradin., F. Y., Bauer G. E. W., Bader S. D. and Hoffmann A. Detection and quantification of inverse spin Hall effect from spin pumping in permalloy/normalmetal bilayers.// Physical Review B-2010- v. 82.- 214403(1-10).
5. Atsarkin V. A., Borisenko I. V., Demidov V. V., Shaikhulov T.A. Temperature dependence of pure spincurrent and spin-mixing conductance in the ferromagnetic—normal metal structure //Journal of Physics D: Applied Physics.-2018.- v. 51-P.245002(1-6).
6. Yang Fengyuan and Hammel P. Chris. FMR-driven spin pumping in Y3Fe5O12-based structures // Journal of Physics D: Applied Physics.-2017- v.51.-253001(1-43).
7. Atsarkin V. A., Sorokin B.V., Borisenko I. V., Demidov V. V., Ovsyannikov G.A. Resonance spin–charge phenomena and mechanism of magnetoresistance anisotropy in manganite/metal bilayer structures//Journal of Physics D: Applied Physics.-2016.- v. 51-P.125003 (1-8).

УДК 537.6

ОДНОМЕРНЫЙ ДРЕЙФ ГАЗА МАГНИТНЫХ ВИХРЕЙ В ХАОТИЧНОМ ПОЛЕ ДЕФЕКТОВ

Орлов В. А.

к.ф.-м.н., доцент, зав. кафедрой экспериментальной физики и инновационных технологий, Сибирский федеральный университет, с.н.с. Институт физики им. Л.В.Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН

Иванов А.А.

д.ф.-м.н., профессор, Сибирский федеральный университет

Орлова И. Н.

к.ф.-м.н., доцент, Красноярский государственный педагогический университет им. В. П. Астафьева

Патрин Г. С.

д.ф.-м.н., профессор, директор института инженерной физики и радиоэлектроники, Сибирский федеральный университет, зав. лабораторией, Институт физики им. Л.В.Киренского ФИЦ КНЦ СО РАН, зав. лабораторией

Аннотация. *В работе теоретически решается задача о термоактивированном одномерном движении газа невзаимодействующих магнитных вихрей/скирмионов в поле хаотично расположенных дефектов -закрепляющих центров. Свойства центров закрепления так же могут флуктуировать. Фактор, приводящий в движение газ квазичастиц, может быть любой физической природы (поля, токи, градиенты магнитных характеристик магнетика...).*

Ключевые слова: *Магнитные вихри, скирмионы, диффузия, закон Аррениуса*

В настоящее время не ослабевает интерес к исследованию магнитных объектов, которым присуще особое состояние намагниченности - магнитные возбуждения в виде вихревых структур (магнитных вихрей, скирмионов, вихревых доменных стенок). При определенных условиях состояние намагниченности в магнитном вихре достаточно устойчиво и способы управления этим состоянием в настоящее время достаточно развиты. Ферромагнитная нанолента является одним из перспективных объектов для устройств спинтроники. Такая нанолента может содержать в себе рой таких вихрей [1]. Управление состоянием вихрей может осуществляться как внешними полями, так и спин-поляризованными токами, и даже градиентами механических напряжений.

В теоретических описаниях динамики вихревой магнитной структуры продуктивным оказался метод коллективных переменных в модели жесткого вихря [2,3]. В этом случае в качестве параметров, характеризующих состояние вихря, используется координата и скорость его центра - ядра, а распределение намагниченности внутри вихря считается практически неизменным. Вследствие малого размера ядра вихря и малой его массой, существенным является тепловое случайное блуждание вихрей подобное броуновскому. Уже устоявшимися считаются представления о характере такого движения. В частности показано, что среднеквадратичное отклонение частицы растет с течением времени по закону Эйнштейна-Смолуховского с коэффициентом, определяемом выражением: $\chi = k_B TD/\left(G^2 + D^2\right)$. Здесь k_B -

постоянная Больцмана, T - температура, G - гировектор первого, D - тензор эффективных коэффициентов силы трения.

В тонких магнетиках, как правило, существуют дефекты, которые создают случайное или модулированное силовое поле, в котором и движется вихрь как частица. В роли таких неоднородностей могут выступать дефекты поверхности магнетика, флуктуации локальной анизотропии, изменение магнитных свойств в комплексе на границах разных магнитных фаз и пр. Представляет интерес исследование динамики газа вихрей в поле закрепляющих центров, препятствующих свободному движению. Скольжение квазичастиц подобно термоактивированному движению дислокаций или доменных стенок. Для исследования такого движения продуктивным является метод, активно применяемый для описания кинетики химических реакций, основой которого является закон Аррениуса. На рисунке 1 показана модель наноленты, рассматриваемая в настоящей работе, с линейными хаотично расположенными дефектами. В изображенной модели в роли центров закрепления выступают линейные протяженные дефекты, ориентированные перпендикулярно длинной оси ленты.

Основной нашей задачей является описание развития со временем распределения случайных координат ядер вихрей. Для описания характера смещения вихрей под действием вынуждающей силы в случайном поле дефектов вычислим среднее число траекторий ядер $\rho(x,t)$, приводящих к благоприятному исходу - ядро оказалось в координате x в момент времени t. Для расчета вероятности события попадания в координату x к моменту времени t необходимо просуммировать вероятности наступления благоприятных элементарных событий по всем возможным конфигурациям $\{x_k, t_k\}$, приводящим к благоприятному исходу:

$$\rho(x,t)=\frac{P(x,t)}{\mu dx}=\sum_{n=1}^{\infty}\left(\frac{(\mu x)^{n-1}e^{-\mu x}}{(n-1)!}\int_{W_n}\ldots\int_{W_1}\int_{0}^{t}\ldots\int_{0}^{t_2}\prod_{k=1}^{n}\rho(\Delta t_k)\rho(W_k)dt_k dW_k\delta\left(t-\sum_{k=1}^{n}\Delta t_k\right)\right). \quad (1)$$

Здесь введены обозначения: $\Delta t_k = t_k - t_{k-1}$ - время, затраченное на перемещение ядра между соседними закрепляющими центрами, W_k - высота энергетического барьера с номером k, $\rho(\Delta t_k)$, $\rho(W_k)$ - плотности распределения интервалов времен и высот барьеров, соответственно, μ - линейная координатная плотность распределения закрепляющих центров. Частота попыток срыва ядра с дефекта ν_k, определяется законом Аррениуса. Для произвольного распределения энергий возможен приближенный расчет (1) используя идеологию доказательства центральной предельной теоремы с введением подгоночного уточняющего множителя. Далее рассмотрены несколько моделей, различающихся функциями модулирующими магнитные неоднородности.

Рассмотрена модель 1 – хаотично распределенные одинаковые дефекты. В этом случае для функции получено выражение:

$$\rho(x,t)=\frac{1}{\sqrt{4\pi\sqrt{\mu x \nu t}}}e^{-\left(\sqrt{\mu x}-\sqrt{\nu t}\right)^2}. \quad (2)$$

Данная функция фактически показывает эволюцию пространственного распределения газа вихрей/скирмионов с течением времени (см. рисунок 2).

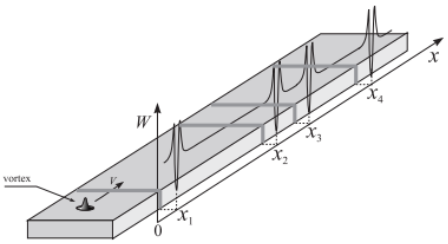


Рис. 1. Модель наноленты со схематично показанным распределением потенциальной энергии вихря в зависимости от координаты.

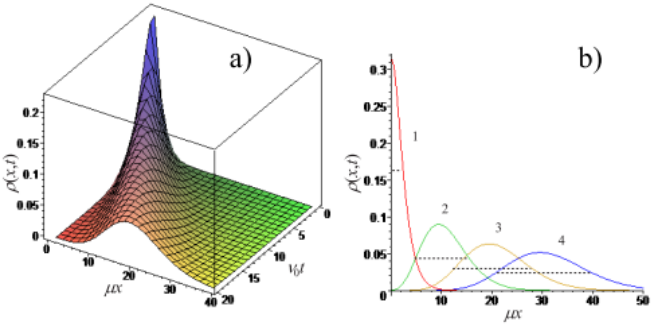


Рис. 2. Распределение газа вихрей в зависимости от координаты и времени (рисунок а). Рисунок b) - сечения поверхности. Штрих-пунктирными линиями показаны полуширины распределений, показывающие увеличение дисперсии координат квазичастиц со временем.

Наиболее вероятную скорость потока частиц (цуга) V легко вычислить, исследовав на экстремум распределение (2): $V = \nu/\mu = (\nu_0/\mu)\exp(-W_0/(k_B T))$. Здесь ν_0 - частота порядка частоты ФМР, W_0 - высота барьера. После наступления стационарного режима движения для дисперсии координат будем иметь: $\sigma_x^2 \approx 16\ln(2)(\nu_0 t/\mu^2)\exp(-W_0/(k_B T))$.

Так же рассчитано распределение для модели 2, в которой координаты дефектов распределены хаотично, а высоты барьеров равномерно в конечном интервале $W_1 ... W_2$. Изменение со временем и координатой $\rho(x,t)$ в данном случае происходит подобно распределению (2). Отличие имеется в скорости распространения цуга дисперсии координат:

$$V = \frac{\nu_0}{2\mu k_B T}\frac{\exp\left(-\frac{W_2+W_1}{k_B T}\right)}{\sinh\left(\frac{W_2-W_1}{k_B T}\right)}(W_2 - W_1),$$

$$\sigma_x^2 = 16\ln(2)\frac{\nu_0 t}{\mu^2}\left(\frac{\frac{W_2-W_1}{2k_B T}}{\sinh\left(\frac{W_2-W_1}{2k_B T}\right)}\right)^2 \exp\left(-\frac{W_2+W_1}{2k_B T}\right)\cosh\left(\frac{W_2-W_1}{2k_B T}\right),$$

Заметим, что с ростом диапазона в котором флуктуируют высоты энергетических барьеров, дисперсия координат квазичастиц ведет себя немонотонно.

Рассмотрим еще один частный случай (модель 3) модельного распределения энергии активации в интервале от 0 до ∞ по закону:

$$\rho(W) = r_0 \exp\left(-\frac{(W-W_0)^2}{2\sigma_W^2}\right),\ r_0 = \frac{2}{\sqrt{2\pi\sigma_W^2}\left(1+Erf\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_W^2}}\right)\right)}.$$

В низкотемпературном пределе для скорости получено выражение:

$$V = \frac{\nu_0\sqrt{2\pi\sigma_W^2}}{2\mu k_B T}\left(1+Erf\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_W^2}}\right)\right)\exp\left(1+\frac{W_0^2}{2\sigma_W^2}-\frac{\sqrt{2\pi\sigma_W^2}}{2k_B T}\exp\left(\frac{W_0}{2\sigma_W^2}\right)\left(1+Erf\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_W^2}}\right)\right)\right).$$

$$\sigma_x^2 \approx 8\ln(2)\frac{2\pi\sigma_W^2\nu_0 t}{(\mu k_B T)^2}\left(1+Erf\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_W^2}}\right)\right)^2\exp\left(1+\frac{W_0^2}{2\sigma_W^2}-\frac{\sqrt{2\pi\sigma_W^2}}{2k_B T}\exp\left(\frac{W_0}{2\sigma_W^2}\right)\left(1+Erf\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_W^2}}\right)\right)\right)\times$$

$$\times\left(1+4\exp\left(1-\frac{\sqrt{2\pi\sigma_W^2}}{2k_B T}\exp\left(\frac{W_0}{2\sigma_W^2}\right)\left(1+Erf\left(\frac{W_0}{\sqrt{2\sigma_W^2}}\right)\right)\right)\right)^{\frac{3}{2}}.$$

Зд

есь W_0 - наивероятнейшее значение высоты потенциального барьера дефектов, σ_W^2 - дисперсия энергии закрепления.

В области низких температур при сравнимых дисперсиях моделей 2 и 3 наибольшую скорость мы имеем при полном отсутствии хаоса в параметрах закрепляющих центров. Увеличение разброса координат вихрей с течением времени можно рассматривать как процесс, подобный диффузии в результате теплового движения, наложенный на дрейфовое смещение с уже вычисленными нами скоростями. Тогда зависимость от времени дисперсий можно рассматривать как законы диффузии в соответствующих моделях. В этих выражениях коэффициенты перед временем имеют смысл коэффициентов диффузии газа вихрей в поле дефектов. Представляет интерес зависимость этих коэффициентов от степени разброса высот барьеров центров закрепления. При низких температурах мы имеем особенность. Для модели 3 параметр χ при прочих равных условиях имеет значительно меньшее значение, чем для модели 2. Мы это связываем с тем обстоятельством, что разброс в высотах барьеров в модели 2 четко ограничен конечным интервалом в отличие от нормального распределения.

При малой величине разброса энергий активации, когда практически все дефекты одинаковы по своему воздействию на вихри, незначительный рост χ происходит, как отклик системы на более хаотичный "входной сигнал". Но с ростом хаоса в высотах барьеров центров закрепления при низких температурах значительную роль начинают играть пусть и редко выпадающие, но несравненно более жесткие дефекты, закрепившись на которых, газ квазичастиц замедляет расширение своей области локализации. Это и приводит к уменьшению коэффициентов диффузии.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ темы FSRZ-2020-0011).

Список использованных источников

1. Fert A., Reyren N., Cros V., Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications // Nature Reviews, Materials. – 2017. – V. 2, – P. 17031.

2. Thiele A., Phys. Rev. Lett. – 1973. – V. 30. –P. 230.

3. Scholz W., Guslienko K. Yu., Novosad V., Suess D., Schrefl T., Chantrell R.W., Fidler J., Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots // Journal of Magnetism and Magnetic Materials, – 2003. –V. 266. – P. 1551163.

УДК 537.635; 537.874.3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ НАНОКОМПОЗИТНЫХ СРЕД

Перов Д.В.

к.т.н., старший научный сотрудник лаборатории углеродных наноматериалов,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Ринкевич А.Б.

д.ф.м.н., член-корреспондент РАН, заведующий лаборатории углеродных наноматериалов,
Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Аннотация. *В работе предлагается метод определения эффективной магнитной проницаемости для композитных сред, содержащих магнитные частицы в виде эллипсоидов вращения общего вида. Приведены примеры расчетов данной величины для ансамблей произвольно ориентированных частиц в зависимости от их формы и объемной доли в нанокомпозитах.*

Ключевые слова: *нанокомпозитная среда, магнитные частицы, тензор магнитной проницаемости, комплексная эффективная магнитная проницаемость*

DETERMINATION OF THE EFFECTIVE MAGNETIC PERMEABILITY OF NANOCOMPOSITE MEDIA

Perov D.V.

PhD, Senior Scientist of the Laboratory of Carbon Nanomaterials,
M.N. Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of RAS

Rinkevich A.B.

Dr.Sc., Corresponding Member of RAS, Head of the Laboratory of Carbon Nanomaterials,
M.N. Miheev Institute of Metal Physics, Ural Branch of RAS

Annotation. *In this work, the method of determination of the effective magnetic permeability is proposed for composite media containing magnetic particles in the form of general ellipsoids of revolution. The examples of calculations of this value for ensembles of randomly oriented particles, depending on their shape and volume fraction in nanocomposites, are given.*

Keywords: *nanocomposite medium, magnetic particles, magnetic permeability tensor, complex effective magnetic permeability*

Рассмотрим вопрос об эффективных магнитных параметрах композитной среды, в которой магнитные частицы произвольной формы помещены в матрицу из немагнитного материала. При этом мы будем рассматривать однородную среду, то есть магнитные свойства любого элементарного объема среды будут считаться одинаковыми. Намагниченность такой среды характеризуется количеством магнитного вещества, то есть его объемной долей θ_v, которая предполагается одинаковой для любого элементарного объема. Для такого вида композитной среды могут быть введены определенные усредненные или эффективные параметры, используя которые можно будет считать эти среды однородными.

Для определения тензора магнитной проницаемости композитной среды $\vec{\vec{\mu}}^{m}$ используем одну из моделей смешения на основе приближения степенными законами. Простейшим из таких приближений основано на использовании линейного закона или формулы Зильберштейна [1], что приводит к соотношению

$$\vec{\vec{\mu}}^{m} = (1-\theta_v)\cdot\vec{\vec{\mathbf{I}}} + \theta_v \cdot \vec{\vec{\mu}}, \tag{1}$$

где $\vec{\vec{\mathbf{I}}} = \delta_{ij}$ – единичный тензор, δ_{ij} - дельта-функция Кронекера. Элементы тензора $\vec{\vec{\mu}}$ для частиц в виде эллипсоидов вращения общего вида имеют следующий вид [2]:

$$\mu_{xx} = 1 + \frac{\omega_M\left[\omega_H + i\omega\alpha - (N_{33}-N_{22})\omega_M\right]}{D},\quad \mu_{xy} = \frac{\omega_M\left[i\omega - N_{12}\omega_M\right]}{D},\quad \mu_{xz} = 0,$$

$$\mu_{yx} = -\frac{\omega_M\left[i\omega + N_{12}\omega_M\right]}{D},\quad \mu_{yy} = 1 + \frac{\omega_M\left[\omega_H + i\omega\alpha - (N_{33}-N_{11})\omega_M\right]}{D},\quad \mu_{yz} = 0, \tag{2}$$

$$\mu_{zx} = 0,\quad \mu_{zy} = 0,\quad \mu_{zz} = 1,$$

$$D = (\omega_H + i\omega\alpha - (N_{33}-N_{11})\omega_M)(\omega_H + i\omega\alpha - (N_{33}-N_{22})\omega_M) - (N_{12}\omega_M)^2 - \omega^2.$$

Здесь используются обозначения: $\vec{\vec{\mathbf{N}}}$ – тензор размагничивания с элементами N_{ij}, $\mathrm{tr}\,\vec{\vec{\mathbf{N}}} = 1$; $\omega_H = \gamma H_z$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_z$, где α – параметр диссипации, ω – круговая частота, γ – гиромагнитное отношение для электрона, H_z – постоянное поле намагничивания, направленное вдоль оси z, M_z – проекция постоянного поля намагничивания на ось z.

Изменение объемной доли магнитного вещества θ_v приводит к изменению среднего значения магнитного поля в элементарном объеме композитного материала, которое является внешним по отношению к содержащимся там магнитным наночастицам, что может быть учтено введением эффективного тензора размагничивания вида [3]:

$$\vec{\vec{\mathbf{L}}} = \left(\vec{\vec{\mu}} - \vec{\vec{\mu}}^{m}\right)\cdot\left(\vec{\vec{\mu}}^{m}\cdot\left(\vec{\vec{\mu}} - \vec{\vec{\mathbf{I}}}\right)\right)^{-1}\cdot\vec{\vec{\mathbf{N}}}. \tag{3}$$

Подставляя (1) в (3) и пренебрегая, в первом приближении, влиянием тензора $\vec{\vec{\mu}}$ на $\vec{\vec{\mathbf{L}}}$, получаем, что

$$\vec{\vec{\mathbf{L}}} = (1-\theta_v)\cdot\vec{\vec{\mathbf{N}}}. \tag{4}$$

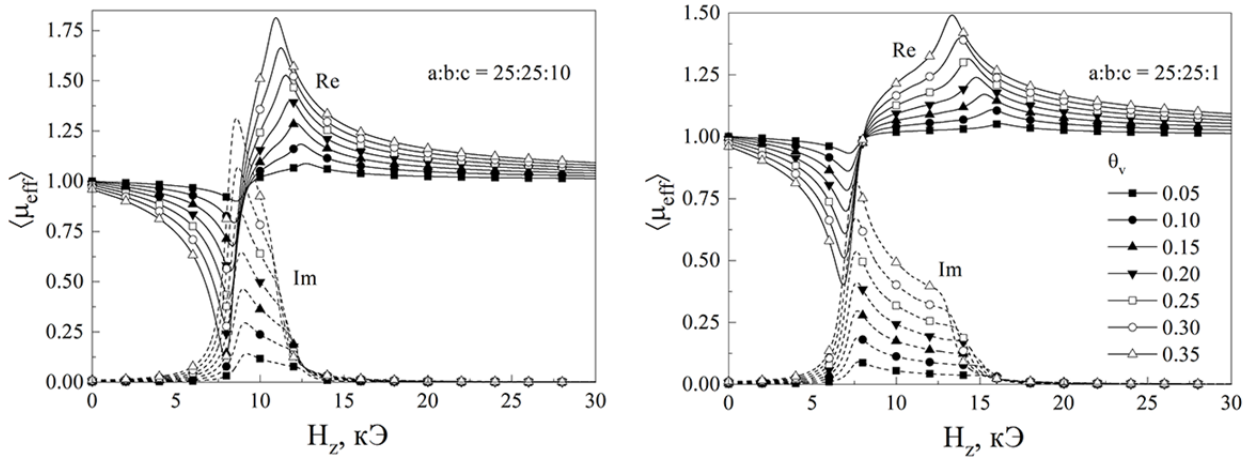
Таким образом, тензор магнитной проницаемости композитной среды $\vec{\vec{\mu}}^{m}$ будет определяться выражением (1), в котором элементы тензора $\vec{\vec{\mu}}$ соответствуют формулам (2), но с заменой соответствующих элементов тензора $\vec{\vec{\mathbf{N}}}$ на $\vec{\vec{\mathbf{L}}}$, согласно соотношению (4).

При анализе распространения электромагнитных волн в поперечно намагниченной среде, когда поле намагничивания направлено перпендикулярно и переменному магнитному полю, и волновому вектору электромагнитной волны, необходимо использовать скалярную величину – эффективную магнитную проницаемость μ_{eff} [2], которая для рассматриваемой нами композитной среды определяется выражением

$$\mu_{eff} = \mu_{xx}^{m} - \frac{\mu_{xy}^{m}\mu_{yx}^{m}}{\mu_{yy}^{m}}. \tag{5}$$

Для получения усредненного тензора магнитной проницаемости композитной среды

$\left\langle \ddot{\boldsymbol{\mu}}^{m} \right\rangle$ в случае произвольно ориентированных эллипсоидальных частиц нужно провести статистическое усреднение его элементов с учетом различной пространственной ориентации ферромагнитных частиц, которая может быть определена введением параметров $\boldsymbol{\Theta} = (\alpha \quad \beta \quad \gamma)$ – векторов углов поворота ферромагнитных частиц относительно осей x, y, z на углы α, β, γ соответственно. Он обуславливает, во-первых, изменение тензора размагничивания частицы $\ddot{\mathbf{N}}(\boldsymbol{\Theta})$ при изменении ее ориентации в пространстве, во-вторых, изменение величины M_z, а следовательно, и $\omega_M(\boldsymbol{\Theta})$, при таком изменении. Усредненное значение эффективной магнитной проницаемости $\left\langle \mu_{eff} \right\rangle$ композитной среды находится путем усреднения выражения (5) по всем возможным значениям углов ориентации магнитных частиц α, β, γ.



а) б)

Рис. 1. Полевые зависимости вещественных (сплошные линии) и мнимых (пунктирные линии) частей комплексных эффективных магнитных проницаемостей в зависимости от формы магнитных частиц и объемной доли магнитного вещества в нанокомпозитах.

Результаты расчетов для нескольких значений θ_V и различной формы частиц (с разными отношениями длин полуосей эллипсоидов *a, b, c*) показаны на рис.1. Формулы для тензоров размагничивания частиц приведены в [4]. Расчет эффективной магнитной проницаемости намагниченного композита был выполнен для ансамбля из 10000 частиц из материала с намагниченностью насыщения $4\pi M_s$ = 7.04 кГс и постоянной магнитного затухания α = 0.05, частота f = 30 ГГц. Наблюдаются изменения эффективной магнитной проницаемости, связанные с ферромагнитным резонансом. Из Рис.1 видно, что резонанс занимает широкую область магнитных полей, несмотря на малое значение постоянной α.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 17-12-01002.

Список использованных источников:

1. Sihvola A. Electromagnetic mixing formulas and applications. – London: The Institution of Electrical Engineers, 1999. – 284 p.

2. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. – М.: Физматлит, 1994. – 464 с.

3. Стрэттон Дж.А. Теория электромагнетизма. – М., Л.: ГИТТЛ, 1948. – 539 с.

4. Osborn J.A. Demagnetizing factors of the general ellipsoid // Physical Review. – 1945. – V. 67. – No. 11-12. – P. 351-357.

УДК 537.9+537.6

МАГНИТНЫЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОПРОВОЛОК Fe_XNi_{1-X}

Перунов И.В.
м.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

Фролов К.В.
к.ф.-м.н., зав. сектором Мёссбауэровской спектроскопии, Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

Загорский Д.Л.
к.ф.-м.н., в.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

Долуденко И.М.
м.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

Чуев М.А.
д.ф.-м.н., зав. лаборатории физики поверхности микроэлектронных структур, Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технологический институт имени К.А. Валиева РАН

Чумаков Н.К.
к.ф.-м.н., с.н.с., «Федеральное государственное бюджетное учреждение "Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"»

Иванова А.Г.
к.х.н., с.н.с., Институт кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ "Кристаллография и фотоника" РАН

Аннотация. *В данной работе представлены результаты исследования магнитных нанопроволок на основе железа и никеля.*

Ключевые слова*: магнитные нанопроволоки, магнитные свойства, мёссбауэровская спектроскопия, железо, никель.*

MAGNETIC AND STRUCTURAL PROPERTIES OF Fe_XNi_{1-X} NANOWIRES

Perunov I.V.

junior researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

Frolov K.V.

Ph.D., head of the Sector of Mossbauer Spectroscopy, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

Zagorskii D.L.

Ph.D., leading researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

Doludenko I.M.

junior researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

Chuev M.A.
Dr.Sc., head of the Laboratory of Surface Physics of Microelectronic Structures, Valiev Institute of Physics and Technology RAS, Moscow, Russia

Chumakov N.C.
Ph.D., senior researcher, National Research Centre "Kurchatov Institute”, Moscow, Russia

Ivanova A.G.
Ph.D., senior researcher, Shubnikov Institute of Crystallography FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Moscow, Russia

Annotation*. This paper presents the results of the study of magnetic nanowires based on iron and nickel.*

Keywords: *magnetic nanowires, magnetic properties, Mossbauer spectroscopy, iron, nickel.*

В настоящее время большое внимание уделяется синтезу и свойствам магнитных нанопроволок [1] в связи с перспективностью их применений. Такие нанообъекты могут быть использованы в магнитных датчиках, устройствах спинтроники, электродах водородных топливных элементов и в биомедицинских технологиях, включая противоопухолевую терапию.

Нанопроволоки Fe_xNi_{1-x} (x = 16,33; 24,57; 43,48; 48,54; 71,43) были получены с помощью электрохимического осаждения в порах полимерных трековых мембран с диаметром пор 100 нм и исследованы методами электронной микроскопии, рентгеновской дифракции, мёссбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe и вибрационной магнитометрии. Рентгеновские измерения показывают наличие тетрагональной фазы железа во всех образах исследованной серии. Данные магнитометрии и мёссбауэровские спектроскопические измерения показывают, что нанопроволоки обладают выраженными ферромагнитными свойствами, а магнитные моменты наночастиц Ni-Fe ориентированы преимущественно в направлении оси проволоки. Такие материалы можно рассматривать как квазиодномерные наноструктурированные ферромагнитные системы. Для описания магнитных свойств и расчета основных физических параметров нанопроволок была использована обобщенная теоретическая модель Стонера-Вольфарта [2,3].

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования в рамках государственных заданий ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и Физико-технологического института имени К.А. Валиева РАН. Использовалось оборудование Центра коллективного пользования Института кристаллографии имени А.В. Шубникова ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН и оборудование ресурсного центра электрофизических методов Национального исследовательского центра «Курчатовский институт».

Список использованных источников:

1. Vázquez M. (ed.). Magnetic nano-and microwires: design, synthesis, properties and applications. – Woodhead Publishing, 2015, 870 p.

2. Afanas’ev A. M., Chuev M. A., Hesse J. Mössbauer spectra of Stoner-Wohlfarth particles in rf fields in a modified relaxation model //Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 1999. – Т. 89. – №. 3. – С. 533-546.

3. Chuev M. A., Hesse J. Nanomagnetism: extension of the Stoner–Wohlfarth model within Néel’s ideas and useful plots //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2007. – Т. 19. – №. 50. – С. 506201.

УДК 539.955

ЛОКАЛЬНАЯ АТОМНАЯ И МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА АМОРФНЫХ МАГНИТНЫХ СПЛАВОВ $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 0 - 20)

Покатилов В.С.

д.ф.м.н., профессор,
кафедра наноэлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Сигов А.С.

д.ф.м.н., профессор, академик РАН, президент МИРЭА РТУ,
зав. кафедрой наноэлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Певцов Е.Ф.

к.т.н., директор центра проектирования, доцент,
кафедра наноэлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Коробкин Д.А.

магистр,
кафедра наноэлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Олейник А.В.

магистр,
кафедра наноэлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Аннотация. *Аморфные сплавы $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 0 - 20), полученные сверхбыстрой закалкой расплава, исследованы методом импульсного ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах ^{11}B при температуре 4,2 К. Аморфные сплавы состоят из микрообластей (нанокластеров) с ближними порядками типами тетрагональной $(Fe,Cr)_3B$ и α – Fe(Cr,B) фаз, содержащих атомы хрома и бора ближайшем окружении атомов железа.*

Ключевые слова: *аморфные магнитные сплавы, нанокластеры, нанокристаллы, ядерный магнитный резонанс, ближний порядок*

LOCAL ATOMIC AND MAGNETIC STRUCTURE OF NANOCLUSTER (AMORPHOUS) MAGNETIC ALLOYS $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 0-20)

Pokatilov V.S.

Dr.Sc. professor,
Department of nanotlecrtonics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological University

Sigov A.S.

Dr.Sc., professor, academician of the Russian Academy of Sciences, President of MIREA RTU,
head of Department of nanoelecrtonics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological University

Pevtsov E.F.

PhD, Director of the Design Center, Associate Professor,

Department of Nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological University

Korobkin D. A.

Master
Department of nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological University

Oleynik A.V.

Master

Department of nanoelectronics, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological University

Annotation. *Amorphous $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ alloys (x = 0 - 20) obtained by ultrafast melt quenching were studied by pulsed nuclear magnetic resonance (NMR) on ^{11}B nuclei at a temperature of 4.2 K. Amorphous alloys consist of micro-regions (nanoclusters) with near-order types of tetragonal $(Fe,Cr)_3B$ and α – Fe(Cr,B) phases containing chromium atoms in the nearest neighbors of iron atoms.*

Keywords: *amorphous magnetic alloys, nanoclusters, nanocrystals, nuclear magnetic resonance, short-range orders*

ВВЕДЕНИЕ. Локальная атомная и магнитная структура аморфных металлических ферромагнитных сплавов Fe-B, содержащих примесные *s*-, *p*- и *d* – атомы, остается мало изученной. Это обусловлено тем, что классические структурные методы исследования атомной и магнитной структуры материалов основаны на дифракции рентгеновских лучей, электронов и нейтронов. Дифракционные спектры аморфных металлических сплавов, полученные этими методами, представляют собой «гало» [1]. Дифракционный рентгеновский спектр в виде гало означает, что аморфные сплавы на основе Fe-B состоят из микрообластей (в виде нанокристаллов или нанокластеров) размерами менее 2 нм [2]. Аморфный металлических сплав рассматривается как рентгеноаморфный [2].

Методы, основанные на сверхтонких взаимодействиях (ядерный магнитный резонанс, эффект Мёссбауэра), позволили установить особенности локального атомного и магнитного порядка в этом классе материалов, например, существование микрообластей (нанокластеров) с различными ближними порядками (БП) [3-6], зависимость их количества от состава аморфных сплавах Fe − B [5-7]. Для аморфных сплавов $Fe_{88-x}B_x$ x=12-25 ат. % методом ЯМР на ядрах ^{11}B [3 – 7] и на ядрах ^{57}Fe [7], а также методом мессбауэровской спектроскопии на ядрах ^{57}Fe [6] было установлено, что в области составов Fe–(23–25) ат. % B, аморфные сплавы состоят преимущественно из микрообластей (нанокластеров) с БП типа тетрагональной (t) фазы Fe_3B, а при уменьшении количества бора появляются дополнительно нанокластеры с БП типа орторомбической (o) фазы Fe_3B и α–Fe(B). Однако влияние замещения атомов железа примесными *d* - атомами на локальную атомную и магнитную структуру аморфных сплавов $Fe_{85-x}T_xB_{15}$ (T − 3*d* атомы) практически не изучено. Цель данной работы – исследование влияния замещения атомов железа атомами хрома на локальную атомную и магнитную структуры нанокластеров аморфных сплавов $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 0 − 20) методом ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на ядрах ^{11}B.

ОБРАЗЦЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ. Аморфные сплавы $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 0, 5, 10, 15, 20) были приготовлены методом сверхбыстрой закалки расплава на вращающийся медный или стальной диск. Образцы сплавов в виде ленточек толщиной 20 мкм и шириной 10 мм были рентгеноаморфными. Химический и рентгеноспектральный анализы показали, что содержание бора, железа и хрома в образцах отклонялось от заданных составов не более

0.1 вес. %. Спектры ядерного эхо A(ν) на ядрах ^{11}B в зависимости от частоты ν заполнения радиочастотных импульсов измерялись на импульсном спектрометре ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в области частот 3 - 50 МГц при температуре жидкого гелия 4,2 К.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ. На рис. 1 приведены примеры спектров ЯМР на ядрах ^{11}B аморфных сплавав $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 5, 20), измеренные при 4,2 К. Спектр ЯМР сплава $Fe_{85}B_{15}$ [7, 8] сравнительно узкий (ширина спектр равна $\Delta\nu = 4$ МГц) и его максимум находится при частоте $\nu_m = 37{,}6$ МГЦ . Замещение атомов железа на атомы хрома приводит к существенному уширению спектров и смещению их в сторону меньших частот (рис. 1.1).

Анализ спектров ЯМР на ядрах ^{11}B в аморфных сплавах $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (рис. 1) проводился с учетом данных работ [6, 8]. Согласно результатам ЯМР и мессбауэровской спектроскопии, аморфные сплавы $Fe_{85}B_{15}$ содержат микрообласти (нанокластеры) с БП типа $\alpha - Fe(B)$ и боридов Fe_3B. В работах [6, 7] были оценены относительные доли S кластеров типа α–(Fe,Cr) и Fe_3B в аморфном сплаве $Fe_{85}B_{15}$ и они равны $S_1 : S_2 = (50\pm5):(50\pm5)$, соответственно.

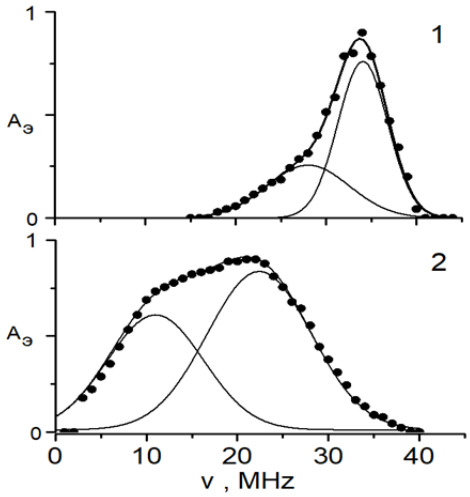


Рис. 1. Спектр ЯМР на ядрах ^{11}B в аморфных сплавах $Fe_{70}Cr_5B_{15}$ (1) и $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$ (2) при 4,2 К.

В отожженных аморфных сплавах $(Fe, Cr)_{85}B_{15}$ методами мессбауэровской и электронной спектроскопии [8] обнаружено, что добавки хрома приводят к появлению только нанокристаллов типа тетрагонального (t) борида t-Fe_3B и типа $\alpha - Fe(B)$, содержащих атомы хрома. В связи с этими данными мы полагаем, что исследуемые рентгеноаморфные сплавы $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 0, 5, 10,15, 20) содержат нанокластеры типа α – (Fe,Cr,B) и t – $(Fe,Cr)_3B$ с разными количествами атомов хрома в нанокластерах в зависимости от состава сплава. Спектры ЯМР раскладывались на два гауссовских парциальных спектра (используя пакет программ Origin) для состояний атомов бора в нанокластерах типа фаз α–(Fe,Cr) и t–$(Fe,Cr)_3B$, при этом резонансные частоты для ядер ^{11}B и ширины спектров в этих нанокластерах варьировались. Оказалось, что относительные площади S_1 этих парциальных спектров для фазы α–Fe,(Cr, B) и S_2 для фазы t–$(Fe, Cr)_3B$ и, соответственно, количества нанокластеров в сплавах в пределах оценки практически не зависят от состава сплава и равны (60±5):(40±5).

Исследование концентрационных зависимостей максимумов ($\nu(1)_m$ и $\nu(2)_m$) распределений резонансных частот ν_m ядер ^{11}B, измеренных при температуре 4,2 K, в двух типах нанокластеров, показало, что при замещении атомов железа атомами хрома наблюдается существенное уменьшение резонансных частот $\nu(1)_m$ и $\nu(2)_m$, при этом в нанокластерах t–$(Fe,Cr)_3B$ частоты $\nu(2)_m$ уменьшаются сильнее.

Определены средние локальные магнитные моменты атомов (Fe) в ближайшей координационной сфере (БКС) атомов бора в нанокластерах аморфных сплавов $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x =0 − 20). Атом бора не имеет магнитного момента и сверхтонкое магнитное поле (СТМТ)

H(B) на ядре ^{11}B определяется ферми-контактным взаимодействием [3 – 8]. Это поле H(B) пропорционально поляризации электронной спиновой плотности на ядре рассматриваемого атома, обусловленной s-d обменным взаимодействием s-электронов проводимости с 3d-электронами магнитных атомов железа. СТМТ на ядрах не магнитного атома бора записывается в виде

$$H(\mathrm{B}) = a(\mathrm{B}) \cdot N_1 \cdot \mu_1, \quad (1)$$

где a(B) - константа сверхтонкого взаимодействия для ядер ^{11}B, N_1 - число магнитных атомов (Fe и Cr) в БКС атома бора, μ_1 - средний магнитный момент магнитных атомов в БКС атома бора. N_1 определяется ближним порядком магнитных атомов вокруг атома бора и зависит от типа нанокластеров α – Fe(B) или t – Fe_3B в аморфных сплавах Fe – B нанокластере типа α – Fe(B) атом бора окружен в БКС восемью атомами железа N_1 = 8, а в нанокластере типа t – Fe_3B девятью атомами железа N_1 = 9 [3–9]. Константы a(B) в нанокластерах α – Fe(B) и Fe_3B оценивались в работах [3, 4, 6, 7]. Константа a(B)·в t – Fe_3B равна a(B)·= 1,48 кЭ/μ_B, в o – Fe_3B a(B) = 1,51 кЭ/μ_B. и в α – Fe(B) a(B) равна a(B) = 1,65 кЭ/μ_B. С учетом данных [8] установлено, что средние магнитные моменты μ_1 в БКС атома бора значительно уменьшаются при замещении атомов железа атомами хрома в области составов $Fe_{85-x}Cr_xB_{15}$ (x = 0, 5, 10, 15, 20). Обнаружено, что моменты μ_1 в нанокластерах типа α – Fe (Cr,B) уменьшаются от 2,13 ±0,04 $\mu_Б$ в сплаве $Fe_{85}B_{15}$ до 1,26 ±0,04 $\mu_Б$ в сплаве $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$, а в нанокластерах типа t-$(Fe,Cr)_3B$ μ_1 уменьшаются от 1,91 ±0,04 $\mu_Б$ в сплаве $Fe_{85}B_{15}$ до 0,60 ±0,04 $\mu_Б$ в сплаве $Fe_{65}Cr_{20}B_{15}$. Снижение μ_1 обусловлено тем, что в исследуемых аморфных сплавах в области составов x = 5–20 атомы хрома имеют меньшие по величине и отрицательные (по отношению к магнитному моменту атомов железа) магнитные моменты, аналогично тому, что наблюдается в системе α–$Fe_{1-x}Cr_x$ [9].

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект Минобрнауки №FSFZ-0706-2020-0022) и МИРЭА-Государственного технологического университета (грант «Университетский» НИР-41).

Список использованных источников:

1. Аморфные металлические сплавы /.под ред.Ф.Е. Любарского. – М. Металлургия,1987. – 572с.
2. Zweck J., Hoffman H. Crystalline -like short-range order in «amorphous» alloys // Proc. Fifth Int. Conf. RQM, Elsevier Sci. Publ, – 1985. – V.l. – p.509–512.
3. Покатилов В.С. Ядерный магнитный резонанс ^{11}B в аморфном и кристаллическом сплавах Fe-18 ат.% B // ДАН СССР.– 1981.– т. 257, № 1.– с. 95–98.3.
4. Pokatilov V., Dyakonova N. Experimental evidences of clusters with different short range order in amorphous alloys // Hyperfine Interaction.–1990.– V. 59, № 1–4. – P. 525–528.
5. Budnick J. I., Zhang Y. D., Ford J. C. and Hines. A. Some Applications of NMR to the Study of Magnetically Ordered Materials with Emphasis on the Short Range Order in (Fe-B) Based Crystalline and Amorphous Alloys // J. Mag. Mag. Mat.– 1991. – V. 100, № 1-3. – P. 13–37.
6. Покатилов В.С.. Исследование быстрозакаленных кристаллических и аморфных сплавов Fe-B методом ядерного магнитного резонанса // ФТТ. – 2007. – т. 49, № 12. – с. 2113–2117.
7. В.С. Покатилов В.С.. Исследование аморфных и быстро закаленных кристаллических сплавов Fe-B методом ядерного магнитного резонанса на ядрах ^{57}Fe // ФТТ. – 2009.–.т. 51, №. 1134–140.
8. Покатилов В.С., Дмитриева Т.Г., Покатилов В.В., Дьяконова Н.Б. Локальная атомная и магнитная структура нанокристаллического сплава Fe75Cr10B15 // ФТТ.–.2012 – том 54, № 9 – с. С. 1680–1685.
9. Aldred A.T., Fainford B.D., Kouvel J.S., Hicks T.J. Ferromagnetism in iron-chromium alloys. II. Neutron scattering studies // Phys. Rev. – 1976 – V.14,№1. – P., 228–234.

УДК 537.622

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА НАНОСТРУКТУР РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ И РАЗМЕРОВ

Проказников А.В.

д.ф.-м.н., профессор, ведущий научный сотрудник лаборатории технологии микро- и наносистемной техники
Ярославский Филиал Физико-Технологического Института им. К.А. Валиева, РАН

Папорков В.А.

к.ф.-мн., доцент, доцент кафедры микроэлектроники
Ярославский Государственный Университет им. П.Г. Демидова

Чириков В.А.

магистрант кафедры микроэлектроники
Ярославский Государственный Университет им. П.Г. Демидова

Аннотация. Установлено, что магнитооптический отклик от криволинейных магнитных наноструктур, образованных при разных режимах ионной обработки различных поверхностей, резко меняет свой характер на определенных масштабах длины ($\Lambda \geq 100$ нм). Для масштабов меньше $\Lambda \leq 100$ нм нормированное значение петли гистерезиса для поперечного эффекта Керра не зависит от угла падения электромагнитного излучения. Для криволинейных наноструктур на масштабах больше $\Lambda \geq 100$ нм наблюдались петли гистерезиса, характерные для магнитных вихрей.

Ключевые слова: *магнитные наноструктуры, магнитные вихри, магнитооптический отклик, перемагничивание наностуктур*

FEATURES OF MAGNETO-OPTICAL RESPONSE OF NANOSTRUCTURES OF VARIOUS SHAPES AND SIZES

Prokaznikov A.V.

Dr. Sci., professor, leading researcher of the laboratory of micro- and nanosystem technology
Valiev Institute of Physics and Technology, RAS, Yaroslavl Branch

Paporkov V.A.

PhD, docent, associate professor of the department of microelectronics
Yaroslavl State University named after P.G. Demidov

Chirikov V.A.

master's degree student of the department of microelectronics
Yaroslavl State University named after P.G. Demidov

It is established that the magneto-optical response from curved magnetic nanostructures, which were formed by different ionic processing the surfaces of different types, experiences crossovers at

certain length scales ($\Lambda \geq 100$ nm). For the scales smaller than $\Lambda \leq 100$ nm the normalized value of hysteresis loop for the transverse Kerr effect does not depend on the incidence angle of electromagnetic radiation. For the curved nanostructures at the scales larger than $\Lambda \geq 100$ nm hysteresis loops typical for magnetic vortices were observed.

Keywords: *magnetic nanostructures, magnetic vortices, magneto-optical response, magnetization reversal of nanostructures*

Технологическая реализация магнитной памяти, основанной на свойствах магнитных вихрей, требует точной фиксации положения вихря для осуществления процедуры записи/считывания информации. В этой связи используются структурированные системы для формирования систем памяти и логических элементов на магнитных вихрях [1]. Особый интерес к наноструктурированным системам обусловлен возможностью подобной точной фиксации положения бита информации.

Изготовление магнитных 3D наноструктур основывалось на особом технологическом процессе распыления одновременно двух мишеней кобальта (Co) и титана (Ti) на кремниевой подложке в аргоновой (Ar^+) плазме. Этот процесс приводит к замещению кобальта наноструктурированным титаном. После стадии совместного распыления (co-sputtering) образец представлял собой случайно расположенные кремниевые наноколонны, покрытые слоем титана на вершинах. Типичный размер отдельного элемента структуры составлял ~ 50-100 нм (см. рис. 1a). Затем наносился слой кобальта магнетронным распылением. Результат этих технологических процессов приведен на рис. 1a (условно это образец назван – «образец 1»). Типичный поперечный размер магнитной части 3D эллипсоидальной структуры (см. рис. 1a) составлял ~ 100 нм, что, в частности, соответствует по порядку величины размерам магнитного вихря в подобной системе.

Иной тип структур был сформирован посредством магнетронного распыления стабилизирующего слоя тантала на Si подложку. Затем наносился слой алюминия (Al) толщиной 1 мкм аналогичным образом. Далее следовал этап анодирования в растворе щавелевой кислоты ($H_2C_2O_4$) с образованием слоя пористого алюминия (Al_2O_3). Следующим этапом являлось травление пористого алюминия в смеси H_2PO_4 и CrO_3, что приводило к формированию «нанохолмов» на основе Al_2O_3. Отметим, что процесс анодирования протекает также через посредство взаимодействия ионов, содержащихся в растворе, с поверхностью твердого тела. На заключительном этапе наносился слой Co толщиной 8 нм посредством магнетронного распыления. Окончательный результат представлен на рис. 1b. «Нанохолмики» формировались слегка упорядоченными, форма которых близка к пирамидальной (этот образец условно назван – «образец 2»). Для более детального анализа результатов измерений был изготовлен тестовый образец с однородной пленкой Co толщиной 6 нм на кремниевой подложке посредством магнетронного распыления (этот образец условно назван – «образец 3»). Фотография этого образца приведена на рис. 1c.

Наибольшего разнообразия наноструктур с искривленной поверхностью удалось достичь на подложках на основе селенида свинца (PbSe), обработанных в аргоновой (Ar^+) плазме. Пленки PbSe толщиной 3 мкм были выращены посредством молекулярно-лучевой эпитаксии на кристаллической кремниевой подложке Si(111) с буферным слоем CaF2 толщиной 2-4 нм. Пленки PbSe были монокристаллическими и имели ориентацию [111] вдоль оси роста. Эпитаксиальные структуры $PbSe/CaF_2/Si(111)$ были обработаны в плазменном реакторе высокочастотного разряда (13.56 МГц) при низком давлении. Обработка производилась при низкой энергии ионов Ar^+ (20-30 эВ), близко к порогу распыления. Время обработки изменялось в пределах 60-240 секунд. На рис. 1e представлена структура, полученная после обработки в течение 4 минут в плазме Ar^+. С ростом времени обработки в плазме относительная доля Pb увеличивалась, как свидетельствовал анализ состава поверхности. После формирования наноструктур наносился слой кобальта толщиной 10 нм магнетронным распылением для последующих магнитооптических (МО)

исследований. Слой в 10 нм наносился на структуры после каждой серии МО исследований (в общей сложности четыре раза). Это позволило осуществить исследования МО свойств наноструктурированной поверхности в зависимости от толщины магнитной пленки.

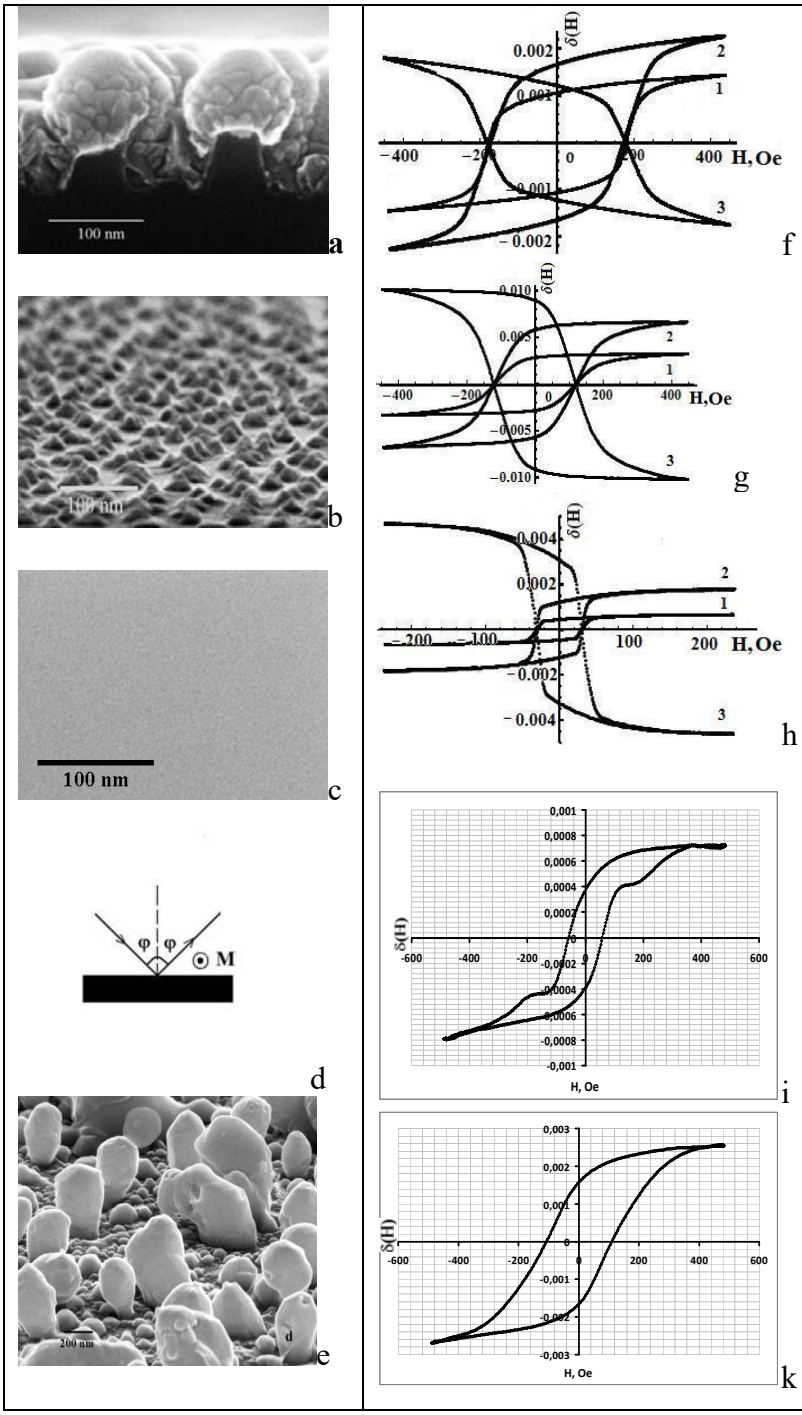


*Рис. 1. Структуры с кобальтовой нанопленкой на основе покрытых сверху титаном кремниевых наноструктур после нанесения кобальта (образец 1 – a). Структура с кобальтовой нанопленкой на основе анодированного алюминия на кремниевой подложке (общий вид, образец 2 – b). Структура с однородным нанослоем кобальта на кремнии (образец 3 – c). Схема эксперимента в конфигурации магнито-оптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК). Черный прямоугольник – исследуемый образец, φ – угол падения/ отражения, **M** – направление внешнего магнитного поля – (d). Образец PbSe после обработки в Ar+ плазме в течение 4 минут. Справа (f, g, h) – соответствующие зависимости МОЭЭК – δ(H) для at λ = 633 нм и углов падения 25° (1), 40° (2), 75° (3); для образца PbSe – 52.5°– (i), 65°– (k).*

Время плазменной обработки влияло на размер и форму сформированных наноструктур. С увеличением времени обработки в Ar^+ плазме формировались наноструктуры больших размеров и меньшей плотности расположения по поверхности, так что характерный масштаб $\Lambda \geq 100$ нм. Изменение толщины пленки Co на поверхности образцов PbSe показало, что на структурах с большей плотностью распределения наноструктурных элементов ($\Lambda \leq 100$ нм) не регистрировались МО петли гистерезиса (МОПГ), характерные для магнитных вихрей. Изменение толщины пленки Co на структурах PbSe продемонстрировало, что характерные для магнитных вихрей МОПГ появлялись при

малых толщинах пленок Co ~ 10 нм. Эти закономерности проявлялись для наноструктур с $\Lambda \geq 100$ нм и исчезали при толщинах пленки Co больших 20 нм.

В настоящей работе продемонстрировано, что при определенной кривизне поверхности, сформированной ионной обработкой кристаллов PbSe, и при толщине слоя Co ~ 10 нм во внешнем магнитном поле возникают магнитные вихри, которые проявляются в особой форме МОПГ (см. рис. 1i). Эта особая форма МОПГ трансформируется в обычную (см. Рис. 1k) для толщин слоев Co больших 20 нм. В конфигурации МОЭЭК внешнее поле магнитное поле направлено перпендикулярно боковой поверхности отдельных наноструктур, так что магнитные вихри формируются на боковой поверхности наноструктур. Этот факт отражается в наличии характерного плато на МОПГ при относительно больших углах падения излучения. Компьютерное моделирование подтверждает появление характерного плато на петле гистерезиса в случае возникновения магнитных вихрей в системе.

Для чистой пленки кобальта на плоской поверхности толщиной 10 нм, оценки энергии по перемагничиванию дают значение порядка $\varepsilon_{Co} \approx 23 \cdot 10^3$ Дж/м^3 (см. рис. 1c). Оценка потерь энергии при формировании гистерезиса для процесса перемагничивания с появлением магнитных вихрей составляет порядка $\varepsilon_V \approx 41 \cdot 10^3$ Дж/м^3 (см. рис. 1i). Средняя удельная энергия ε_V также включает также вклады структур без вихревых состояний из-за конечного размера лазерного луча и неоднородности магнитной структуры, показанной на рис. 1. Для случая без образования магнитного вихря удельные потери энергии на перемагничивание, согласно рис. 1k, оцениваются как $\varepsilon \approx 61 \cdot 10^3$ Дж/м^3. Таким образом, образование магнитного вихря приводит к снижению удельных потерь энергии на перемагничивание, и оно происходит по траектории с наименьшей затратой энергии.

Магнитооптический отклик (МО) наноструктурированной искривленной поверхности резко меняет характер поведения при определенных масштабах отдельных элементов системы ($\Lambda \geq 100$ нм), сформированной ионной обработкой поверхности различных материалов. Для размеров наноструктур меньших, чем характерный масштаб ($\Lambda \leq 100$ нм), то есть порядка и меньше ширины доменной стенки, нормированная петля гистерезиса для магнитооптического экваториального эффекта Керра (МОЭЭК) не зависит от угла падения света. Для структур с искривленной поверхностью с размерами порядка и более характерной длины ($\Lambda \geq 100$ нм) наблюдаются петли гистерезиса, характерные для наличия магнитных вихрей. Для пленок кобальта толщиной порядка нескольких нанометров для различных наноструктурированных подложек характерная длина имеет величину $\Lambda \sim 100$ нм, сравнимую с шириной доменной стенки. Компьютерное моделирование продемонстрировало хорошее совпадение с результатами эксперимента. Кроме того, материалы на основе халькогенидов свинца (PbSe) продемонстрировали свою перспективность в плане применения для создания систем опто- и наноэлектроники [2], а также достаточную пластичность для формирования на их основе различных наноструктур разнообразной геометрии посредством ионной обработки поверхности.

Список использованных источников:

1. Zhang X., Ezawa M., Zhou Y. Magnetic skyrmion logic gates: conversion, duplication, and merging of skyrmions / Sci. Reports. V. 5 – 2015 – p. 9400.

2. Ahluwalia G. K. Applications of chalcogenides: S, Se and Te / Switzerland, Springer International Publishing, 2017 – 461 p.

УДК 537.9 : 538.9

АНАЛИЗ НАНОСТРУКТУРЫ ГЕТЕРОГЕННЫХ СПЛАВОВ SmCoCuFeZr С ПРИМЕНЕНИЕМ АППАРАТА ФРАКТАЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ

Семенова Е.М.

к.ф.-м.н., доцент кафедры ФКС, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

Ляхова М.Б.

к.ф.-м.н., доцент кафедры ФКС, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

Сдобняков Н.Ю.

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

Синкевич А.И.

студент кафедры ФКС, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

Антонов А.С.

к.ф.-м.н., научный сотрудник кафедры общей физики, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ, старший преподаватель кафедры физико-математических дисциплин информационных технологий ФГБОУ ВО Тверская ГСХА

Иванов Д.В.

аспирант кафедры общей физики, Физико-технический факультет ФГБОУ ВО ТвГУ

Аннотация. *На основе АСМ-изображений наноструктуры гетерогенного высококоэрцитивного интерметаллида SmCoCuFeZr проводится анализ характеристик поверхности его структурных составляющих в высококоэрцитивном состоянии. Показано, что фрактальная размерность наноструктуры коррелирует с локальной коэрцитивностью фазовых составляющих.*

Ключевые слова: *наноструктура, коэрцитивность, фрактальная размерность.*

FRACTAL ANALYSIS OF NANOSTRUCTURED SmCoCuFeZr HETEROGENEOUS ALLOYS

Semenova E.M.

Ph. D., docent of the Condensed Matter Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University

Lyakhova M.B.

Ph. D., docent of the Condensed Matter Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University

Sdobnyakov N.Yu.

Ph. D., docent of the General Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University

Sinkevich A.I.

student, Condensed Matter Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University

Antonov A.S.

Ph. D., researcher of the General Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University, senior lecturer of the Department of Physical and Mathematical Disciplines of Information Technologies of FSBEI HE Tver SAA

Ivanov D.V.

postgraduate student, General Physics Department, Physics and Technical Faculty of Tver State University

Annotation. *On the basis of AFM images of the nanostructure of the heterogeneous highly coercive intermetallic compound SmCoCuFeZr, the characteristics of the surface of its structural components in the highly coercive state are analyzed. It is shown that the fractal dimension of the nanostructure correlates with the local coercivity of the phase components.*

Keywords: *nanostructure, coercivity, fractal dimension.*

Особенностью редкоземельных интерметаллидов типа RCoCuFeZr является возможность достижения высококоэрцитивного состояния в литом состоянии, а также повышенная температурная стабильность магнитных характеристик. Причиной этого является регулярная гетерогенная наноструктура, которая реализуется в материале после серии термообработок [1-5].

Целью данной работы было исследование наноструктуры материалов SmCoCuFeZr в высококоэрцитивном состоянии с применением аппарата фрактальной геометрии. Наноструктура основных фазовых составляющих этих интерметаллидов представляет собой когерентно связанную систему «ячеек», в центральной части которых сосредоточена высокоанизотропная фаза с высокой намагниченностью насыщения, а на границах повышена концентрация меди. Таким образом, границы «ячеек» служат эффективными центрами задержки смещения доменных границ (ДГ). Сплавы этого типа являются микро- и наногетерогенными [2,4]. На микроуровне также различают два вида областей, которым соответствует разные интервалы коэрцитивности доменных границ, а наноструктура хотя и близка по линейным размерам (50-100 нм), но отличается по конфигурации: в высококоэрцитивной фазовой составляющей (В) наблюдается упорядоченная структура «ячеек», геометрия которых в сечении имеет форму четырехгранника, а в составляющей с низкой коэрцитивностью (А) «ячейки» имеют округлую форму и в целом ячеистая структура не имеет дальнего порядка в пределах фазовой составляющей [4]. Для анализа наноструктуры в данной работе применялся аппарат фрактальной геометрии, который используется для описания и сравнения объектов сложной формы. Значения фрактальной размерности наноструктуры фазовых составляющих сплава сопоставляются с их локальными магнитными характеристиками.

Синтез сплавов осуществлялся методом индукционной плавки в атмосфере аргона, термические обработки выполнялись по режиму [2] в трубчатой трехзонной печи TZF 15/610, оснащенной 8-ми сегментным температурным программатором и вакуумной системой CDK 180+M3T. Исследования наноструктуры образцов выполнялись методами контактной атомно-силовой микроскопии на СЗМ Solver P47. Предварительно поверхность шлифов подвергалась электрохимическому травлению в насыщенном растворе хромового ангидрида в ортофосфорной кислоте для визуализации границ «ячеистой» структуры. Изучение интер-

валов коэрцитивности ДГ осуществлялось на основе наблюдения процессов перемагничивания доменной структуры составляющих сплава методом полярного эффекта Керра.

Анализ наноструктуры, в том числе определение фрактальной размерности выполнен с использованием ПО MountainsSPIP [6]. На рис.1 представлено 3d-изображение наноструктуры фазовой составляющей А интерметаллида SmCoCuFeZr. Визуальный анализ позволяет выделить периодические структуры на поверхности образца. Применение различных методов для оценки фрактальной размерности поверхности образов позволяет контролировать и верифицировать результаты исследований [7-10]. В данной работе анализ поверхности средствами фрактальной геометрии [6] с использованием двух альтернативных в достаточной степени апробируемых методов (morphological envelopes [11,12], enclosing boxes [12]) показал возможность существования структур с фрактальной размерностью в диапазоне 2.274-2.413, т.е. создания умеренно развитого фрактального рельефа. Для анализа локальных элементов поверхности изучалось высотное распределение отдельных участков образца, а также строилась кривая Эббота-Файрстоуна, которая позволяет графически охарактеризовать шероховатость поверхности [13] (см. рис. 2).

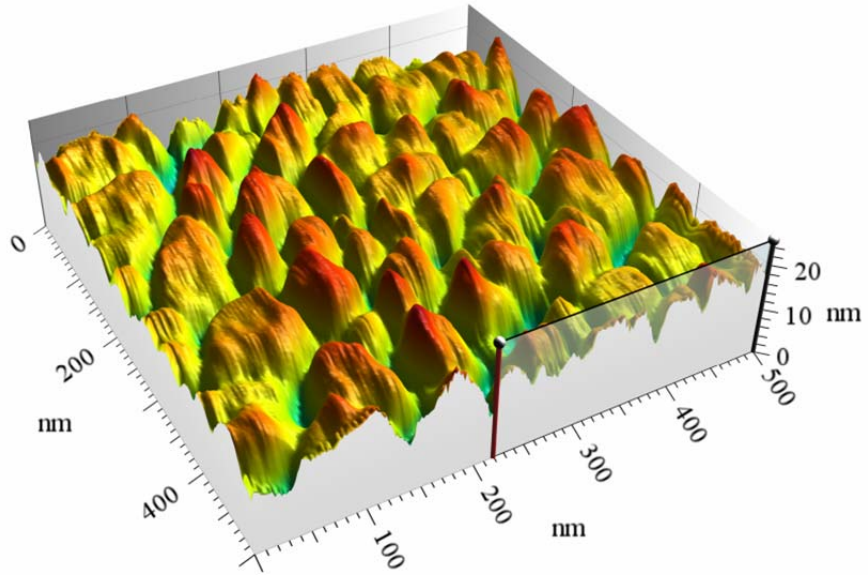
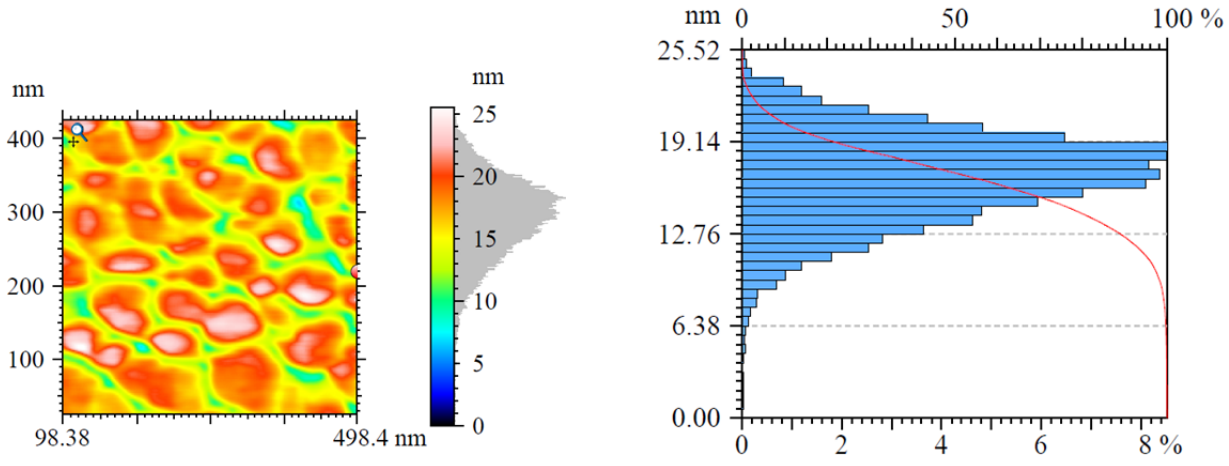


Рис. 1. АСМ-изображение наноструктуры поверхности фазовой составляющей А интерметаллида SmCoCuFeZr



а б

Рис. 2. АСМ-изображение наноструктуры поверхности фазовой составляющей А интерметаллида SmCoCuFeZr: а – 2d топографическое (вид сверху) АСМ-изображение, положение по оси Z определяется цветовой кодировкой в соответствии с цветовой шкалой, отображаемой с правой стороны изображения; б – кривая Эббота-Файрстоуна

Установлено, что фрактальная размерность наноструктуры коррелирует с локальной коэрцитивностью фазовых составляющих, что подтверждается данными [14].

Исследования выполнены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках выполнения государственного задания в сфере научной деятельности (проект № 0817-2020-0007).

Список использованных источников:

1. Fidler G., Scalicky P., Rothwarf F. High resolution electron study of $Sm(Co,Fe,Cu,Zr)_{7.5}$ magnets / IEEE Trans. Magn., – MAG-19(5). – 1983. – P.2041 – 2043.

2. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Ivanova A.I., Ulyanov M.N. Micro- and nanostructures of RCoCuFeZr heterogeneous alloys with high temperature stability / Materials Science Forum. – V.845. – 1991. – P.46-49.

3. Fidler J. Schrefl T. Hoefinge S. Hajduga M. Recent developments in hard magnetic bulk materials / Journal of Physics: Condensed Matter. – V. 16, N. 5. – 2004. – S455–S470.

4. Lyakhova M.B., Semenova E.M., Ivanov R.P. High-temperature behavior of hard magnetic alloys (R,Zr)(Co,Cu,Fe)z (R = Sm, Gd) / Metal Science and Heat Treatment. – V. 56. Issue 11-12. – 2015. – P. 602-608.

5. Ляхова М.Б., Семенова Е.М., Супонев Н.П., Иванов Р.П., Айриян Э.Л. Влияние наноструктуры на параметры и конфигурацию магнитных доменов сплавов Sm-Zr-Co-Cu-Fe / Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. 2012. – № 4. – С. 333-33.

6. DigitalSurf. – Режим доступа: https://www.digitalsurf.com (дата обращения 14.0.42020).

7. Иванов Д.В., Васильев С.А., Сдобняков Н.Ю., Романовская Е.В., Анофриев В.А., Кошелев В.А., Антонов А.С. Моделирование процесса формирования фрактальных металлических пленок // Физико-химические аспекты изучения кластеров, наноструктур и наноматериалов. – 2020. – Вып. 12. – С. 424-437.

8. Сдобняков Н.Ю., Антонов А.С., Иванов Д.В. Морфологические характеристики и фрактальный анализ металлических пленок на диэлектрических поверхностях: монография. – Тверь: Тверской государственный университет, 2019. – 168 с.

9. Ivanov D.V., Antonov A.S. Semenova E.M., Romanovskaia E.V., Afanasiev M.S. and Sdobnyakov N.Yu. Determination of the fractal size of titanium films at different scales // Journal of Physics: Conference Series. VIII International Conference «Functional Nanomaterials and High-Purity Substances FNM (2020)». – 2021. – V. 1758. – P. 012013-1-012013-6.

10. Антонов А.С., Сдобняков Н.Ю., Иванов Д.В., Соколов Д.Н., Мясниченко В.С., Колосов А.Ю., Романовский В.И., Хорт А.А. Исследование фрактальных свойств наноразмерных пленок золота, серебра и меди: атомно-силовая и туннельная микроскопия // Химическая физика и мезоскопия. – 2017. – Т. 19. – № 3. – С. 473-486.

11. Talu S., S. Stach, S. Valedbagi, S.M. Elahi, R. Bavadi Surface morphology of titanium nitride thin films synthesized by DC reactive magnetron sputtering // Materials Science-Poland, 2015. – V. 33. – I. 1. – P. 137-143.

12. Mortazavi S.H., Ghoranneviss M., Dadashbaba M., Alipour R. Synthesis and investigation of silicon carbide nanowires by HFCVD method // Bulletin of Materials Science. – 2016. – V. 39. – I. 4. – P. 953-960.

13. Уайтхауз Д. Метрология поверхностей. Принципы, промышленные методы и приборы. – М.: Издательский Дом «Интеллект», 2009. – 472с.

14. Semenova E.M., Lyakhova M.B., Kuznetsova Yu.V., Karpenkov D.Yu., Ivanova A.I., Karpenkov A.Yu., Ivanov D.V., Antonov A.S., Sdobnyakov N.Yu. A comparative analysis of magnetic properties and microstructure of high coercivity $Sm(CoCuFe)_5$ quasi-binary alloys in the framework of fractal geometry // Journal of Physics: Conference Series. – 2020. – V. 1658. – Art. № 012050. – 6 p.

УДК 535.341, 538.958

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНОГО ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКОГО МЕТОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ЖИДКОСТЕЙ

Соколовская Ю.Г.

инженер,
физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Подымова Н.Б.

к.ф.-м.н., старший преподаватель,
физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Карабутов А.А.

д.ф-м.н., профессор,
физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *Продемонстрирована возможность применения лазерного оптико-акустического метода для исследования структуры ферромагнитных жидкостей с нарушенной стабильностью. Используется связь между распределением коэффициента экстинкции света в жидкости и формой возбуждаемого в ней оптико-акустического импульса. Показано, что данный метод позволяет обнаружить появление структурных изменений в разбавленных нестабильных ферромагнитных жидкостях со временем.*

Ключевые слова: *ферромагнитные жидкости, оптико-акустический метод, коэффициент экстинкции, наночастицы*

ON THE POSSIBILITY OF THE LASER OPTOACOUSTIC METHOD FOR THE STUDY OF FERROMAGNETIC FLUIDS

Sokolovskaya Yu.G.

engineer,
Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Podymova N.B.

PhD, associated professor,
Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Karabutov A.A.

Dr.Sc., professor,
Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University

Annotation. *The possibility of using the laser optoacoustic method to study the structure of ferromagnetic fluids with impaired stability is demonstrated. The relationship between the distribution of the light extinction coefficient in a studied fluid and the shape of the optoacoustic pulse excited in this fluid is used. It is shown that this method makes it possible to detect the appearance of structural changes in dilute unstable ferromagnetic fluids over time.*

Keywords: *ferromagnetic fluids, optoacoustic method, extinction coefficient, nanoparticles*

Одной из актуальных проблем, связанных с производством и применением ферромагнитных жидкостей (ФЖ), является проблема стабильности магнитной жидкости как коллоидной системы. Для создания стабильных ФЖ используются поверхностно-активные вещества, создающие защитную оболочку на поверхности частиц магнетита и препятствующие их слипанию благодаря стерическим силам отталкивания между этими оболочками. Однако многочисленные эксперименты показывают, что в ФЖ, несмотря на стабилизацию, помимо одиночных частиц магнетита, обычно присутствует и некоторое небольшое количество микроагрегатов из малого числа частиц [1]. Основной причиной этого является наличие дефектов защитных оболочек частиц [2, 3]. Разбавление несущей жидкостью, наличие свободного стабилизатора также могут быть причинами образования дополнительных агрегатов в ФЖ [3]. Стабильность ФЖ очень важна для их применения в оптических устройствах, таких как оптические модуляторы, затворы, фильтры и т.д., а также для их использования в других областях (например, в медицине).

Целью настоящей работы является демонстрация возможностей применения оптико-акустического (ОА) метода для исследования динамики изменения оптических свойств разбавленных ФЖ со временем. Анализ формы переднего фронта возбуждаемого в исследуемой жидкости ОА-сигнала позволяет измерить величину коэффициента экстинкции света жидкости и восстановить его пространственное распределение по глубине жидкости [4, 5]. Преимущество предлагаемой методики заключается в том, что она позволяет измерить как средний по глубине коэффициент экстинкции света в магнитной жидкости, так и восстановить его распределение по глубине жидкости с достаточно высоким пространственным разрешением.

Рассмотрим случай, когда в ФЖ будет поглощаться лазерный импульс, такой, что выполняется условие $\mu_{eff} c_0 \tau_L << 1$, где τ_L – длительность импульса, μ_{eff} – коэффициент экстинкции света в жидкости, а c_0 – скорость звука в ней. В исследуемой жидкости будет происходить возбуждение акустических волн (ОА-сигнала) за счет действия теплового (термооптического) механизма. Передний фронт давления возбуждаемого ОА-сигнала $p(\tau < 0)$ будет повторять пространственное распределение интенсивности света в исследуемой среде, а временной профиль сигнала будет определяться коэффициентом экстинкции света μ_{eff} [4, 5]. Время $\tau = t - z/c_0$ здесь соответствует системе координат, бегущей со скоростью распространения акустической волны в данной среде. Подробное описание ОА-эффекта для поглощающих и рассеивающих жидкостей изложено в монографии [6].

В данной работе использовалась схема с прямой регистрацией ОА-сигналов в исследуемой жидкости, при которой излучатель и приемник находятся с противоположных сторон от исследуемой среды. При этом время $\tau = 0$ будет соответствовать моменту прихода на приемник сигнала, возбуждаемого на поверхности жидкости $z = 0$, а временной и пространственный масштабы связаны как $z = -c_0\tau$, ось z направлена в глубину среды. Рассмотрим случай, когда исследуемая жидкость имеет пространственную неоднородность распределения коэффициента экстинкции. При условии $a >> z_L \approx \mu_{eff}^{-1}$ (a - характерный радиус лазерного пучка, z_L - глубина проникновения света в среду) можно рассматривать одномерную задачу термооптического возбуждения звука в жидкости. В таком случае имеет место зависимость экстинкции света только от глубины жидкости $\mu_{eff}(z)$, а формула для профиля переднего фронта ОА-сигнала может быть записана как [4]:

$$p(\tau) \sim \mu_{eff}(-c_0\tau)\exp\left(-\int_0^{-c_0\tau} \mu_{eff}(\xi)d\xi\right). \quad (1)$$

Использование данной формулы позволяет определить величину коэффициента экстинкции света и восстановить его пространственное распределение $\mu_{eff}(z)$ в исследуемой жидкости:

$$\frac{\partial \ln p(\tau)}{c_0 \partial \tau} = \mu_{\text{eff}}(-c_0\tau) = \mu_{\text{eff}}(z) \qquad (2)$$

Для демонстрации возможности исследования изменения оптических свойств магнитной жидкости вследствие утраты стабильности, в качестве примера ФЖ с нарушенной стабильностью можно взять разбавленную жидкость. В настоящей работе были исследованы магнитные жидкости на основе воды с различной концентрацией (объемным содержанием) частиц магнетита Fe_3O_4. Различные концентрации были получены путем разбавления исходной магнитной жидкости дополнительным количеством несущей жидкости. С целью анализа поведения жидкостей различной концентрации для проведения экспериментов было создано две группы образцов магнитных жидкостей – с более высоким объемным содержанием магнетита (от 3.15% до 4.2%) и с более низким (от 0.35% до 1.4%). Для выявления нарушения стабильности жидкости проводилось измерение коэффициента экстинкции света в ФЖ непосредственно сразу после разбавления, а затем после некоторого определенного промежутка времени.

Для восстановления распределения $\mu_{eff}(z)$ по форме зарегистрированного ОА-сигнала использовалась формула (2). Были экспериментально получены зависимости коэффициента экстинкции света от глубины зондирования $\mu_{eff}(z)$ для трех случаев: для жидкостей непосредственно после разбавления, через 7 суток после разбавления и через 30 суток (см. рис 1). Для этих же трех случаев были получены зависимости среднего (по глубине зондирования) коэффициента экстинкции света $\langle\mu_{eff}\rangle$ от концентрации ФЖ (см. рис. 2). Замечено, что величина относительного изменения коэффициента экстинкции в исследуемом диапазоне глубин ФЖ $\Delta\mu_{eff} = (\mu_{eff}^{max} - \mu_{eff}^{min})/\mu_{eff}^{max}$ может меняться со временем. Так, для жидкости с концентрацией $n = 0.35\%$ наблюдается некоторое возрастание коэффициента экстинкции света с глубиной, превышающее погрешность измерений. Для исходного состояния сразу после разбавления при $n = 0.35\%$ (рис. 1, а) $\Delta\mu_{eff}$ составляет 16%, через 7 дней увеличивается до 19%, а через 30 дней – до 33 %. Подобное увеличение, хотя и несколько в меньшей степени, наблюдается и для других малых концентраций $n = 0.7\%$, 1.5% и 1.4%. В то же время для жидкостей с бóльшими концентрациями $n = 4.2\%$, 3.15%, 3.5% и 3.85% величина μ_{eff} в доступном для измерений диапазоне глубин практически не меняется ($\mu_{eff}(z) \approx \text{const}$) с учетом погрешностей измерений (рис 1, б). Таким образом, эксперимент показал, что в ФЖ из группы с меньшей концентрацией в исследуемом диапазоне глубин наблюдается некоторое изменение коэффициента экстинкции света с глубиной, что, по-видимому, связано с особенностями перераспределения структуры жидкости при разбавлении и с последующей агрегацией частиц.

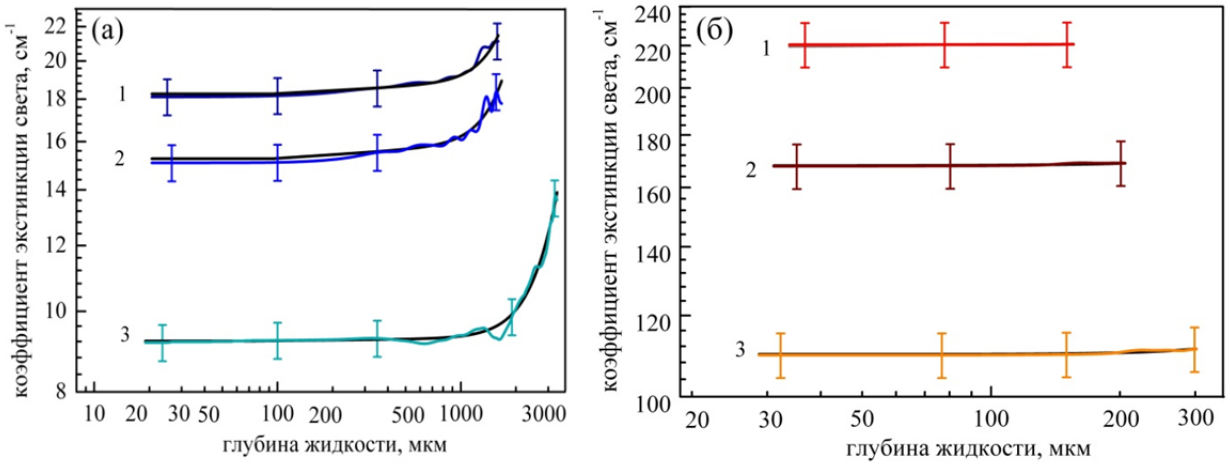


Рис. 1. Пространственное распределение коэффициента экстинкции света в образцах ФЖ с объемным содержанием Fe_3O_4 n = 0.35% (а) и n = 4.2% (б).

Из полученных зависимостей среднего по глубине зондирования коэффициента экстинкции света $<\mu_{eff}>$ от концентрации ФЖ следует, что через 7 суток после разбавления величина коэффициента экстинкции уменьшается на 18-23% от изначальной (в зависимости от концентрации), а через 30 суток –на 50% от начальной величины (рис. 2). При этом небольшое уменьшение коэффициента экстинкции света, не сильно превышающее погрешность измерения, отмечается уже на следующие сутки после разбавления жидкости.

Таким образом, представленный ОА-метод позволяет обнаружить изменение структуры нестабильной ФЖ со временем. Данная методика может быть полезна для проверки качества получаемых ФЖ (в том числе при внедрении новых технологий их производства или модификации состава), а также для оценки возможностей их использования в оптических устройствах и в медицине.

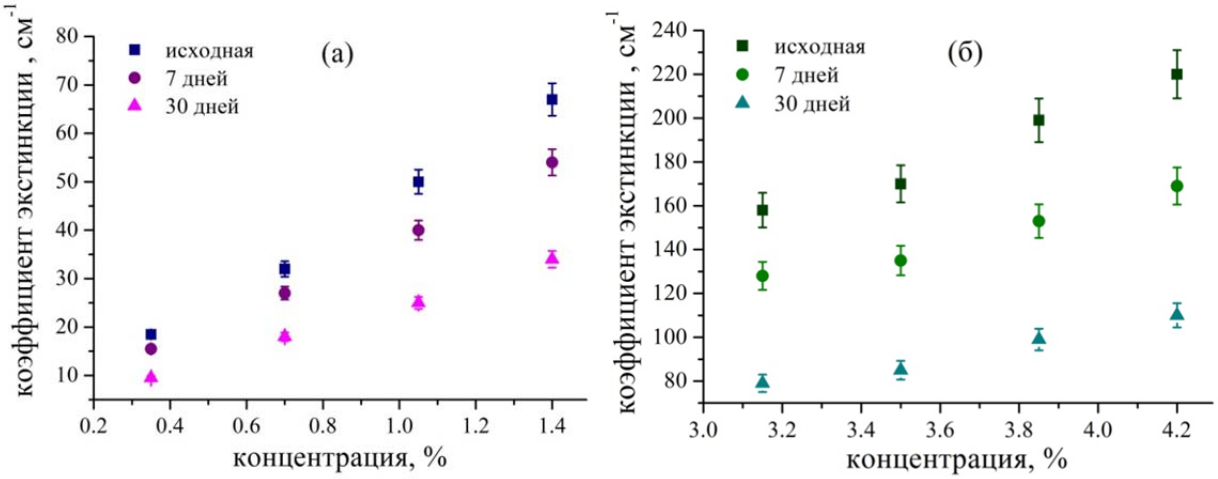


Рис. 2. Изменение среднего по глубине коэффициента экстинкции света со временем: для n = 0.35%-1.4% (а) и n = 3.15%-4.2% (б).

Список использованных источников:

1. Chikazumi S., Taketomi S., Ukita M., Mizukami M., Miyajima H., Setogawa M., Kurinara Y. Physics of magnetic fluids // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 1987. – V. 65 – P. 245–251.
2. Ерин К.В. Об изменении распределения частиц и агрегатов по размерам при разбавлении магнитных жидкостей // Коллоидный журнал. –2017. – Т. 79, № 1. – С. 32–37.
3. Лахтина Е.В., Пшеничников А.Ф. О влиянии коагулянта и свободного стабилизатора на образование агрегатов в магнитных жидкостях // Коллоидный журнал. – 2010. – Т. 72, № 2. – С. 231-237.
4. Бурмистрова Л.В., Карабутов А.А., Портнягин А.И., Руденко О.В., Черепецкая Е.Б. Метод передаточных функций в задачах термооптического возбуждения звука // Акустический журнал. – 1978. –Т. 24, вып. 5. – С. 655–663.
5. Соколовская Ю.Г., Подымова Н.Б., Карабутов А.А. / Вестник Московского Университета. Серия 3. –2020. – Т. 75, № 4. – С. 55–63.
6. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика – М.:Наука, 1991 – 304 с.

УДК:537.6

OSCILLATION OF THE DW RESISTANCE IN NANOWIRES DUE TO DW TRANSITION FROM THE CONSTRAINED TO UNCONSTRAINED STATE

Useinov A.
Dr. Sc., Ass. professor,
Int'l College of Semiconductor Tech.,
National Yang Ming Chiao Tung University,
30010, Hsinchu, Taiwan, e-mail: artu@nctu.edu.tw

Annotation. *The present work represents the theoretical modeling of the single domain wall (DW) resistance in the magnetic nanowires (NWs) in framework of the adapted point contact model, which describes, in general case, a diffusive, quasiballistic and ballistic regimes of the spin-resolved electron transport in magnetic nanojuctions and nanowires.*
Keywords: *Domain wall resistance, oscillation of the domain wall resistance, nanowires*

In present study, the recently developed model [1] shows that there is DW resistance oscillation in relatively small range of NW diameters (d~3.5 nm–36.0 nm), where a ballistic regime of the conductance take place. The reason of the found phenomena is a release of the DW from a constrained state, since the electron scattering is sensitive to the slope of the DW-related potential, which changes under the DW thickness variation, having a dependence from NW size. Fig.1 shows the resistance of the NW's segment with and without DW (R_{DW} and R_0) as well as their difference ΔR, clarifying the oscillations for R_{DW} and DW resistance ΔR. The energy landscape for the electrons with presence of the DW and transmission coefficient were considered in similar way as in Ref. [2]. It is assumed that NW can be homogenous composition like Co [3], alloy FeNi [4] or segmented one, consisting, for example, from two compounds: Co and Ni connected in series [5]. Several experimental points of the single DW resistance are shown in Fig.1, they nicely sit on the theoretical curve in diffusive limit. Scaling factor, ratio between the spin-resolved mean free path ($l_\uparrow / l_\downarrow$) and related k_F-wavenumber values are most valuable parameters for this system.

The general equation, which applied to estimate the conductance $G \approx I/V$ of the DW in NW, is considered as follows:

$$G = R^{-1} = \sum_{s=\uparrow,\downarrow} G_0 \frac{k_{F,s}^2 A}{2\pi} \int_0^\infty \left[T_{\mathrm{b},s} - \left(\Omega_{1,s}(k) + \Omega_{2,s}(k) \right) \right] \frac{J_1^2(ka)}{k} dk, \qquad (1)$$

where $J_1(y)$ is Bessel function, $T_{\mathrm{b},s} = \int \cos(\theta) D_s(\theta) \sin(\theta) d\theta$ is the ballistic (tunnel-responsible) and $\Omega_{1(2),s} = N_{1(2),s} \int \cos(\theta) W_{1(2),s} \sin(\theta) d\theta$ are diffusive terms. The terms $N_{1(2),s}$ and $W_{1(2),s}$ are *k*- dependent combinations of an integrals with transmission coef. $D_s(\theta)$, and also sensitive to the mean-free-path l_s. G_0 is the conductance quantum, $A = \pi a^2$ is cross-section area of the NW, $d = 2a$; θ is incident angle of electron trajectory with Fermi wavenumber $k_{F,s}$. $D_s(\theta)$ is considered as an exact analytical solution for the sloping potential profile between two spin-split conduction bands [2], and DW width is assumed here as $t_{\mathrm{DW}} = d < t_0$, where t_0 is unconstrained DW width ~ 36 nm. Oscillations

are not appeared in case of the t_{DW} = constant. Noteworthy, the same model of electron transport allows to find conductance, *I-V* curves and magnetoresistance in different nanoscale systems such as non-magnetic point-contacts, magnetic tunnel junctions with (without) embedded nanoparticles, magnetic point-contacts, respectively.

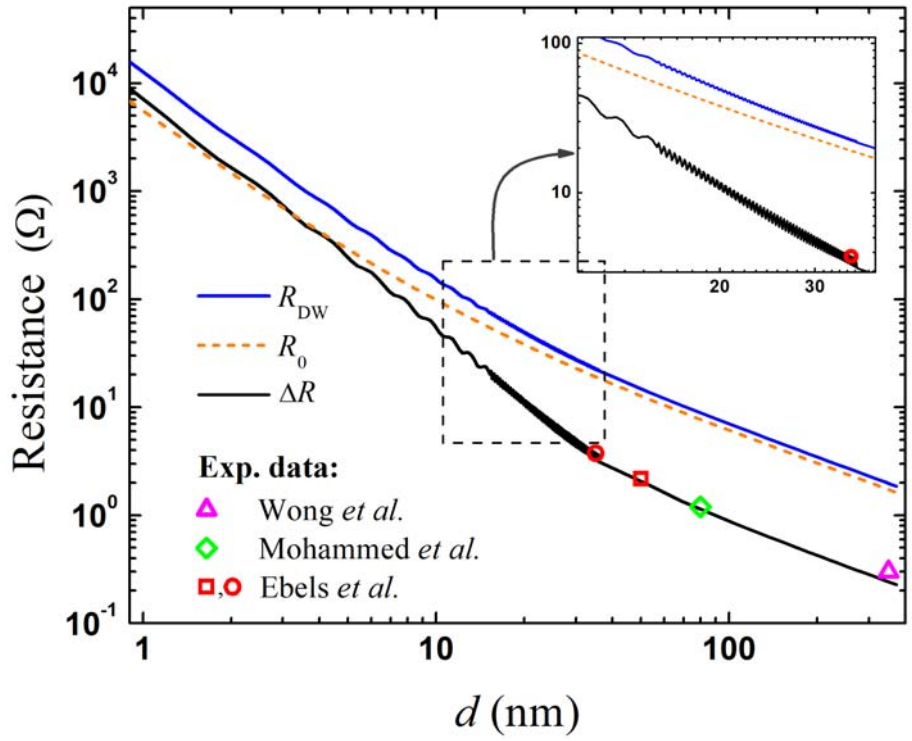


Fig.1. Resistance of the single DW with NW dimension. The transition from the ballistic (d <10 nm) to diffusive (d > 30 nm) regimes of electron transport in magnetic NW through a DW with a releasing t_{DW} is calculated with $l_\uparrow / l_\downarrow = 4.0$, $t_0 = 36$ nm; R_{DW}, R_0 and ΔR are resistance with, without DW and their difference (or single DW resistance, $\Delta R = R_{DW} - R_0$), respectively.

References:

1. Useinov A., Lin H.-H., Useinov N., Tagirov L. Spin-resolved electron transport in nanoscale heterojunctions. Theory and applications // J Magn. Magn. Mater. –2020. –№ 508. –P. 166729. https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2020.166729
2. Useinov A., Tagirov L.R., Deminov R.G., *at al.* Mean-free path effects in magnetoresistance of ferromagnetic nanocontacts // Eur. Phys. J. B. –2007. –№ 60. –P. 187–192. https://doi.org/10.1140/epjb/e2007-00335-8
3. Ebels U., Radulescu A., Henry Y., *at al.* Spin accumulation and domain wall magnetoresistance in 35 nm Co wires // *Phys. Rev. Lett.* –2000. –№ 84. –P. 983. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.983
4. Wong D.W., Purnama I., Lim G.J., *at al.* Current-induced three-dimensional domain wall propagation in cylindrical NiFe nanowires // *J Appl. Phys.* –2016. –№ 119. –P. 153902. https://doi.org/10.1063/1.4946753
5. Mohammed H., Corte-León H., Ivanov Y.P., Lopatin S., *at al.* Current controlled magnetization switching in cylindrical nanowires for high-density 3D memory applications. [Electronic resource]. Open online: https://arxiv.org/pdf/1804.06616v1

УДК 546.06

ПОЛУЧЕНИЕ И МОДИФИКАЦИЯ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МАГНЕТИТА

Хабибуллин В. Р.

младший научный сотрудник лаборатории магнитных и эластомерных материалов и композитов АО ГНЦ «ГНИИХТЭОС»

Степанов Г. В.

начальник лаборатории магнитных и эластомерных материалов и композитов АО ГНЦ «ГНИИХТЭОС»

Аннотация: *В работе проводится получение магнитных наночастиц магнетита с размером 30-40 нм, модификация поверхности полиэлектролитами и углеродом методом гидротермальной карбонизации. Изучались магнитные свойства полученных продуктов, дзета-потенциал, размер. Было установлено, что с увеличением глюкозы (покрытие углеродом) в реакционной среде намагниченность насыщения уменьшается. В тоже время отмечается хорошая стабильность дисперсии на основе МНЧ-полиэлектролит во времени*

Ключевые слова: *магнитные наночастицы, полиэлектролиты, углерод, гидротермальная карбонизация, магнитные свойства*

SYNTHESIS AND MODIFICATION OF MAGNETIC NANOPARTICLES OF MAGNETITE

Khabibullin V.R.

Junior Researcher, Laboratory of Magnetic and Elastomeric Materials and Composites, JSC State Research Center "GNIIChTEOS"

Stepanov G.V.

Head of the Laboratory of Magnetic and Elastomeric Materials and Composites, JSC State Research Center "GNIIKHTEOS"

Abstract: *In this work, magnetic nanoparticles of magnetite with a size of 30-40 nm are obtained, the surface is modified with polyelectrolytes and carbon by the method of hydrothermal carbonization. The magnetic properties of the obtained products, zeta potential, size were studied. It was found that an increase in glucose (carbon coverage) in the reaction medium decreases the saturation magnetization. At the same time, there is a good stability of the dispersion based on MNP-polyelectrolyte over time.*

Key words: *magnetic nanoparticles, polyelectrolytes, carbon, hydrothermal carbonization, magnetic properties.*

Магнитные наночастицы (МНЧ) в настоящее время является популярными объектами исследований. Ведутся активные исследования применения МНЧ в медицине, электротехнике, экологии, аналитической химии, катализе [1].

Однако, при получении, наночастицы не стабильны и требуется поверхностная стабилизация. Эта проблема решается модификацией поверхности различными органическими и неорганическими веществами. Хорошими модификаторами являются ПАВы, Олеиновая и Лимонная кислоты, кремнийорганические соединения [2]. Большое внимание приковано к полиэлектролитам (ПЭ). В литературе, к настоящему времени, описаны результаты по покрытию наночастиц полиэтиленимином (ПЭИ), полиакриламидом или полиакриловой кислотой (ПАК), полистиролсуфонатом (ПСС) [3-5] Также идет развитие направления по созданию на поверхность МНЧ углеродного слоя методом гидротермальной карбонизацией.

В настоящей работе проводится получение МНЧ магнетита с размерами 30-40 нм, модификация поверхности полистиролсульфанатом (ПСС), полиэтиленимином (ПЭИ) и углеродом. Исследованы магнитные свойства полученных композитов.

Получение МНЧ Fe_3O_4 проводили методом соосаждения солей железа в инертной атмосфере при температуре 60 ^oC. После синтеза, дисперсия промывалась несколько раз водой и спиртом. Покрытие полиэлектролитами проводилось путем смешивания дисперсии МНЧ с раствором полиэлектролита (ПСС и ПЭИ). После смесь обрабатывалась в ультразвуковой ванне (УЗ) 10 минут и перемешивалась в течение 24 часов. На заключительном этапе дисперсию промывали несколько раз водой и спиртом. Полученны образцы: «Fe_3O_4/ПСС» и «Fe_3O_4/ПЭИ».

Покрытие углеродом проводилось по следующей технологии. В 25 мл пропиленгликоля растворяли сахарид и смешивали с МНЧ в разном соотношении. Далее смесь перемешивалась в течении 2 часов, а после обрабатывалась УЗ 20 мин. Затем приготовленную дисперсию переносили количественно в автоклав на 180 ^OC. Термостатирование проводилось в течение 3-18 часов. После термостатирования дисперсия остужалась и промывалась несколько раз водой и спиртом с применением центрифуги. Образец «Fe_3O_4/C»

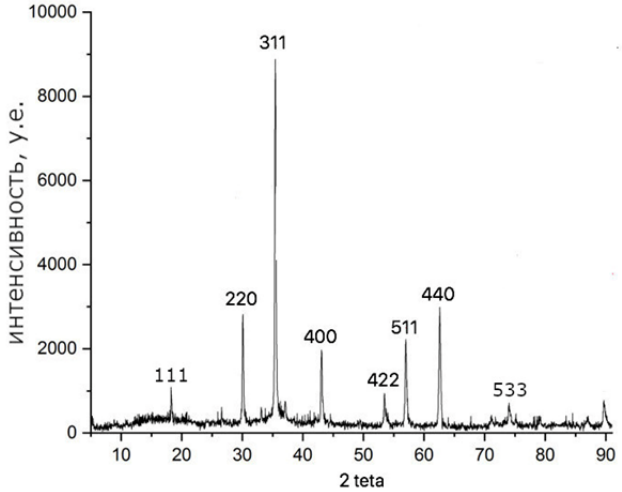


Рис 1. Рентгенограмма наночастиц магнетита

Рентгенофазовый анализ подтвердил, что получаемые в ходе синтеза наночастицы являются магнетитом (рис. 1). Анализ сканирующей электронной микроскопией (СЭМ) подтвердил, что полученные частицы имеют сферическую форму со средним размером 30-40 нм. Подтверждение покрытия МНЧ модификаторами проводилось методом ИК-Фурье спектроскопии.

Далее проводилось измерение дзета-потенциала и намагниченности насыщения (Ms). В табл. 1. представлены измерения Ms, дзета-потенциала (ζ) и среднего

гидродинамического размера измеренного методом динамического рассеивания света (ДРС).

Таблица 1. Свойства МНЧ покрытых различными модификаторами.

Образец	Ms, emu/g	ζ, мВ
Fe_3O_4	77,7	+5,1
Fe_3O_4 / ПСС	71,1	-52,0
Fe_3O_4 / ПЭИ	70,5	+53,0
Fe_3O_4/C (Глюкоза 1:1)	60,8	-22,0

Было установлено, что чистый магнетит со временем изменяет свои свойства, вследствие окислительных процессов на поверхности. Наблюдается уменьшение значения дзета-потенциала в течении трех недель и увеличение размера (d) (табл. 2).

Таблица 2. Изменение свойств водной дисперсии чистого Fe_3O_4 со временем

Время, день	Ms, emu/g	ζ, мВ	d, нм (ДРС)
1	77,7	-31,5	2100
7		-11,5	2930
21		-10,0	3450

Дзета-потенциал у неприкрытого магнетита составляет +5,1 мВ, в то время как у покрытых углеродом лежит в среднем -22 мВ (табл. 1), что указывает на функциональные группы органической природы (карбоксильная, карбонильная) на поверхности.

Как было установлено при увеличении соотношения МНЧ-Глюкоза Ms образцов уменьшался, что свидетельствует об увеличении толщины поверхностного слоя (рис. 2).

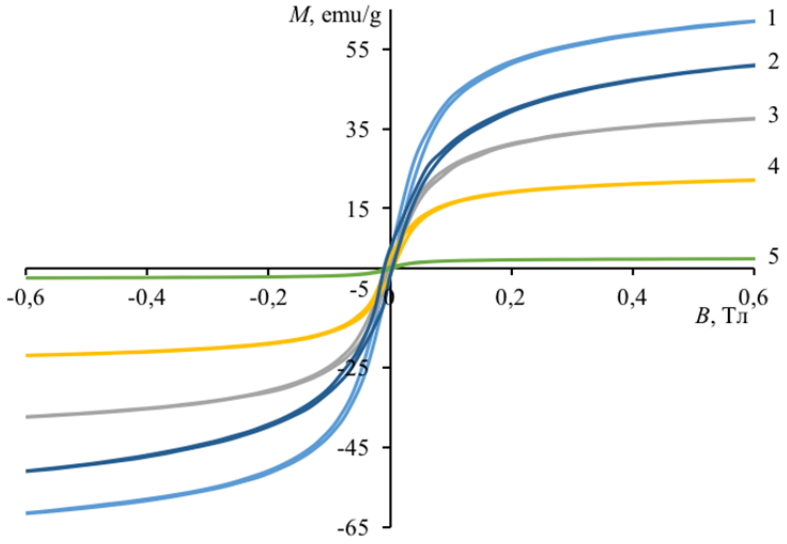


Рис 2. Кривые намагниченности: (1) – чистый МНЧ; МНЧ покрытые разным количеством глюкозы: (2) – 0,5 г, (3) – 1,0 г, (4) – 2,0 г, (5) – 5,0 г,

В течение 10 дней после покрытия углеродом у образцов наблюдается уменьшение значения дзета-потенциала. Такая активность, как мы думаем, является признаком окислительных процессов на поверхности частицы. При этом уменьшение ζ-потенциала не привело к снижению стабильности частиц в дисперсии и увеличению агрегации между зернами, что указывает стабильный размер частиц во времени (1 месяц).

Таким образом можно сделать следующие выводы. В работе были успешно получены и изучены наночастицы магнетита, покрытые полиэлектролитами. Методом гидротермальной карбонизации было проведено покрытие МНЧ углеродом. В ходе исследований было подтверждено, что непокрытый магнетит является нестабильным объектом. Покрытие ПЭ было подтверждено методом ИК-Фурье спектроскопией, а также изменением дзета-потенциала, и уменьшением намагниченности насыщения. В ходе исследований было установлено, что с увеличением концентрации Глюкозы в реакционной среде при покрытии по методу гидротермальной карбонизации увеличивается толщина слоя МНЧ, уменьшается Ms. Важной задачей в дальнейшем является оптимизация точных соотношений МНЧ-глюкоза для получения магнитных наполнителей как для магнитных композитов на основе каучуков, так и для широкого спектра пользования.

Работа поддержана РФФИ №19-53-12039

Список использованных источников

1. Liu S., Yu. B., Wang S., Shen Y., Cong H. Preparation, surface functionalization and application of Fe_3O_4 magnetic nanoparticles // Adv. Colloid. Interface. Sci. - 2020.- V. 281. -102165 p.

2. Bahrami A., Delshadi R., Jafari S. M. Active delivery of antimicrobial nanoparticles into microbial cells through surface functionalization strategies // Trends in Food Science & Technology. – 2020. – V.99. – 217p.

3. Narayanasamy K. K., Cruz-Acuna M., Rinaldi C., Everett J., Dobson J., Telling N. D. Alternating current (AC) susceptibility as a particle-focused probe of coating and clustering behaviour in magnetic nanoparticle suspensions // J. Colloid. Interface. Sci. – 2018. – V.532. – 536 p.

4. Peng J., Zou F., Liu L., Tang L., Yu L., Chen W., Liu H., Tang J., Wu L. Preparation and characterization of PEG-PEI/Fe_3O_4 nano-magnetic fluid by co-precipitation method // TNMSC – 2008. – V.18. – 393 p.

5. Lee H.-Y., Rwei S.-P., Wang L., Chen P.-H., Preparation and characterization of core–shell polyaniline–polystyrene sulfonate@Fe_3O_4 nanoparticles // Mater. Chem. Phys. – 2008. – V.112. – 805 p.

УДК 620.3

ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ НАМАГНИЧИВАНИЯ В НАНОПРОВОЛОКАХ НА ОСНОВЕ СПЛАВОВ Fe-Co И Fe-Ni

Хайретдинова Д.Р.

студентка, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Луккарева С.А.

студентка, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Долуденко И.М.

м.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Евстигнеева С.А.

ассистент, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Загорский Д.Л.

к.ф.-м.н., в.н.с. Лаборатории роста тонких пленок и неорганических наноструктур, ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН

Панина Л.В.

д.ф.-м. н., профессор, каф. технологии материалов электроники НИТУ МИСиС

Аннотация. *Работа посвящена установлению корреляции между структурными и магнитными свойствами нанопроводов на основе сплавов FeCo и FeNi, полученных методом электрохимического осаждения в полимерных матрицах. Получены нанопровода со значительным увеличением коэрцитивной силы до 360 Э (FeCo) и 700 Э (FeNi), что связано с магнитной анизотропии формы и преимущественной ориентацией кристаллитов вдоль оси нанопроводов.*

Ключевые слова: *нанопровода, ферромагнитный материал, электрохимическое осаждение*

FEATURES OF MAGNETIZATION PROCESSES IN NANOWIRES BASED ON Fe-Co AND Fe-Ni ALLOYS

Khairetdinova D.R.

bachelor student, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Lukkareva S.A.

bachelor student, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Doludenko I.M.

junior researcher, Laboratory of the growth of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Evstigneeva S.A.

assistant, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Zagorskiy D.L.

PhD, leading researcher Laboratory of the growth of thin films and nonorganic nanostructures, FSR Centre Crystallography and Photonics, Russian Academy of Sciences

Panina L.V.

Dr.Sc., professor, Department of technology of electronics materials, NUST MISiS

Annotation. *The work is dedicated to establishing a correlation between the structural and magnetic properties of nanowires based on FeCo and FeNi alloys fabricated by electrochemical deposition in polymer matrices. Nanowires with a significant increase of the coercive force up to 360 Oe (FeCo) and 700 Oe (FeNi) were obtained, which is associated with the magnetic shape anisotropy and the dominant orientation of crystallites along the axis of the nanowires.*

Keywords: *nanowires, ferromagnetic material, electrochemical deposition*

Введение

Современные тенденции и стремления к уменьшению размеров элементов микро- и наноэлектроники до нанометрового масштаба делают актуальным поиск решений по получению дешевых и простых в производстве наноструктур. Перспективными структурами для создания устройств магнитной записи и сенсорных элементов являются одномерные ферромагнитные нанопроволоки (НП), получаемые с помощью матричного синтеза [1]. Используя метод матричного синтеза в полимерных трековых мембранах, относительно легко можно варьировать состав и геометрические параметры получаемых одномерных (1D) наноструктур. Такие структуры, в том числе ферромагнитные, позволят не только увеличить компактность элементов на их основе за счет своей протяженной формы и нано размеров, но также могут использоваться в устройствах гибкой наноэлектроники.

Объемные сплавы FeCo и FeNi обладают высокой намагниченностью насыщения (M_s) [2], однако являются хорошими магнитомягкими материалами с типичными значениями коэрцитивности $H_c = 12$ Э и 0,05 Э для FeCo [3] и FeNi [4], соответственно. Предполагается, что при наноструктурировании данных сплавов возможно увеличение магнитной анизотропии за счет увеличения влияния анизотропии формы. Данный эффект приводит к значительному увеличению коэрцитивной силы, при этом высокие значения M_s сохраняются [5]. Исходя из этого, для создания магнитожестких ферромагнитных нанопроволок требуется не только подбор состава с наилучшими характеристиками, но также и уменьшение диаметра структур. В работах [5, 6] в НП FeCo были получены значения H_c больше 1 кЭ. Аналогично, в работах [7, 8] в НП FeNi диаметром 20 нм было получено увеличение коэрцитивной силы до 1072 Э.

Методы и материалы

Массивы нанопроволок Fe_xCo_{100-x} (x = 7 ÷ 83 мас.%) были получены в трековой мембране из ПЭТФ и плотностью пор ≈ 10^8 пор/см^2. Треки (поры) в данной матрице располагаются параллельно друг другу и перпендикулярно поверхностной плоскости матрицы и имеют диаметр 100 нм. Для роста $Fe_{22}Ni_{78}$ использовались трековые мембраны с нестрого ориентированными порами (разброс наклонов до 10 градусов) диаметров 30 нм, 100 нм, 200 нм и плотностью пор ≈10^9 пор/см^2. Длина НП составляла от 3 до 6 мкм. Для получения НП использовался метод матричного синтеза. Электрохимическое осаждение НП проводилось по

двухэлектродной схеме из раствора, содержащего ионы нужных металлов, в потенциостатическом режиме.

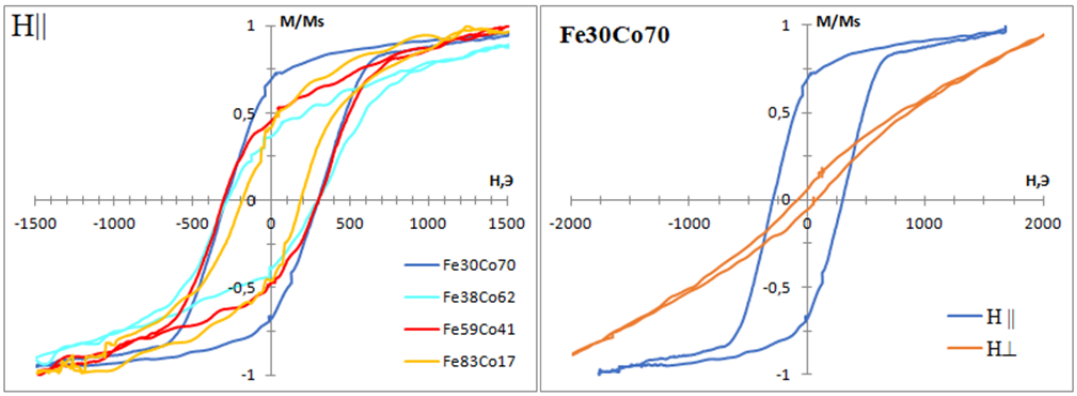
При помощи рентгеноструктурного анализа и метода сканирующей электронной микроскопии (с энергодисперсионной рентгеновской приставкой) производился анализ фазового и химического состава и топографии полученных массивов НП. Рентгеноструктурный анализ проводился на порошковом дифрактометре RIGAKU Miniflex 600. Сканирующая микроскопия проводилась в режиме вторичных электронов при ускоряющем напряжении 15 кВ на микроскопе JEOL JSM 6000+. Для проведения СЭМ-исследований ростовая полимерная матрица стравливалась.

Исследования магнитных свойств производилось при помощи модернизированного вибрационного магнитометра при ориентации внешнего магнитного поля вдоль и перпендикулярно осям роста НП.

Результаты и их анализ

Составы полученных НП Fe_xCo_{100-x} (x = 7 ÷ 83 мас.%) контролировались по результатам энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и было установлено соответствие массовых долей элементов отношению ионов Fe^{2+} и Co^{2+} в электролите. В свою очередь для НП $Fe_{22}Ni_{78}$ был отмечен аномальный процесс со-осаждения железа, обнаруженный ранее для подобных систем [9], в результате которого в составе полученных НП наблюдалось большее количество железа.

Коэрцитивная сила НП FeCo с одинаковым диаметром (100 нм), но с различной концентрацией железа (от 7% до 83 мас.%), нелинейно зависит от содержания Fe, уменьшаясь в области высокой концентрации Fe, как показано на рис. 1. Максимальные значения H_c (360 Э) были получены для состава $Fe_{30}Co_{70}$ при приложении поля вдоль оси роста проволок. Такое увеличение H_cсвязано с анизотропией формы и ориентацией магнитных моментов в НП преимущественно вдоль их оси. Дальнейшее увеличения H_c возможно при уменьшении диаметра НП до размеров, соответствующих однодоменному состоянию.

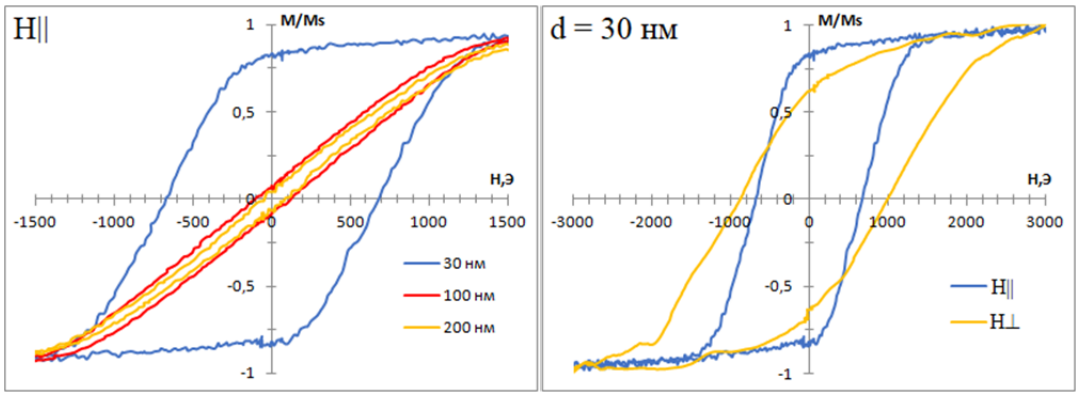


а) б)

Рис. 1. Кривые намагничивания нанопроводов Fe_xCo_{100-x} (x = 7 ÷ 83 мас.%) при приложении магнитного поля вдоль оси проводов (а) и в двух ориентациях относительно осей нанапроводов $Fe_{30}Co_{70}$ (б)

Уменьшение диаметра НП $Fe_{22}Ni_{78}$ привело к увеличению коэрцитивной силы более чем в 7 раз и достигло значения 700 Э при диаметре проволок 30 нм (рис. 2). Учитывая, что FeNi сплавы в объемном состоянии являются магнитомягкими и при диаметрах 100 и 200 нм у НП $Fe_{22}Ni_{78}$ значения H_c составляли 65 Э и 45 Э, соответственно, можно утверждать что значительное увеличение коэрцитивной силы обусловлено возросшим влиянием магнитной

анизотропией формы при доминировании процессов когерентного вращения намагниченности.



а) б)

Рис. 2. Кривые намагничивания НП $Fe_{22}Ni_{78}$ в зависимости от диаметра пор (а) и при приложении магнитного поля вдоль и перпендикулярно к осям проволок с диаметром 30 нм (б)

Выводы

В данной работе продемонстрировано, что изменение составов и диаметров нанопроволок позволяет изменять магнитные свойства от относительно магнитомягких до магнитожестких. Для массивов НП на основе сплавов FeCo и FeNi возможно получить увеличение коэрцитивной силы до 700 Э. В свою очередь, метод шаблонного синтеза позволяет легко контролировать основные параметры и магнитные свойства полученных 1D наноструктур, а также является относительно простым и дешевым технологическим процессом.

Список использованных источников:

1. Electrodeposited Nanowires and their Applications / Ed. N. Lupu – IntechOpen. – 2010. – p. 144–166
2. Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications / Ed. Barmak K., Coffey K. – Woodhead Publishing. – 2014. – p. 454–546
3. Sundar R.S., Deevi D.C. Soft magnetic FeCo alloys: alloy development, processing, and properties // International Materials Reviews. – 2017. – V.3. – №3. – p. 157–192
4. Преображенский А. А. Магнитные материалы. – М.: Высшая школа, 1965. – 235 с.
5. Gandha K., Tsai P., Chaubey G. et.al. Synthesis and characterisation of FeCo nanowires with high coercivity // Nanotechnology. – 2015. – V. 26. – № 075601. – 6 p.
6. Загорский Д. Л., Фролов К. В., Бедин С. А. и др. Структура и магнитные свойства нанопроволок из металлов группы железа, полученных методом матричного синтеза // Физика твердого тела. – 2018. – Том 60. – № 11. – с. 2075–2087.
7. J. Xua , J. Zhang , J. Wang et al. Effects of gradient diameter on magnetic properties of FeNi alloys nanowires arrays // J. Magn. Magn. Mater. – 2020. – V. 499. – № 166207. – 7 p.
8. A. Ramazani, V. Asgari, A.H. Montazer et al. Tuning magnetic fingerprints of FeNi nanowire arrays by varying length and diameter // Curr. Appl. Phys. . – 2015. – V. 15. – p. 819–828
9. Долуденко И.М., Загорский Д.Л., Фролов К.В. и др. Нанопроволоки из сплавов FeNi и FeCo: синтез, структура и Мёссбауэровские измерения //Физика твердого тела, 2020, Том 62.- № 9.- с.1474-1481.

УДК 538.955

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЛАТЕРАЛЬНОГО ФОТОВОЛЬТОИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ГИБРИДНОЙ СТРУКТУРЕ $Mn/SiO_2/n$-Si В ШИРОКОМ СПЕКТРАЛЬНОМ ДИАПАЗОНЕ

Бондарев И.А.

м.н.с.
Институт физики имени Л.В. Киренского, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

Шанидзе Л.В.

м.н.с.
Красноярский научный центр, Федеральный исследовательский центр КНЦ СО РАН

Аннотация. *Работа посвящена исследованию латерального фотовольтаического эффекта в гибридной структуре $Mn/SiO_2/n$-Si. Подобные структуры находят широкое применение в магнитооптических датчиках и устройствах спинтроники. В ходе работы были проведены измерения латерального и поперечного фотонапряжения индуцированного оптическим излучением широкого спектра, а также изучено влияние магнитного поля на фотовольтаический эффект.*

Ключевые слова: *латеральный фотовольтаический эффект, гибридные структуры, магнитотранспорт*

STUDY OF THE MAGNETOSESITIVE LATERAL PHOTOVOLTAIC EFFECT IN $Mn/SiO_2/n$-Si HYBRID STRUCTURE IN WIDE SPECTRUM RANGE

Bondarev I.A.

Junior research scientist
Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Shanidze L.V.

Junior research scientist
Krasnoyarsk Scientific Center, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *The work is devoted to the study of lateral photovoltaic effect in the Mn/SiO2/n-Si hybrid structure. Such structures are widely applied in magneto-optical sensors and spintronic devices. Lateral and transverse photovoltage, induced by optical irradiation in a wide spectrum range had been measured and magnetic field effect on photovoltaic effect had been investigated.*

Keywords: *lateral photovoltaic effect, hybrid structures, mangetotransport*

На рис. 1 приведены спектральные и температурные зависимости латерального фотовольтаического эффекта (ЛФЭ) в гибридной структуре $Mn/SiO_2/n\text{-}Si$ при различных значениях магнитного поля (0; 1 Тл; -1 Тл), направленного вдоль плоскости пленки Mn.

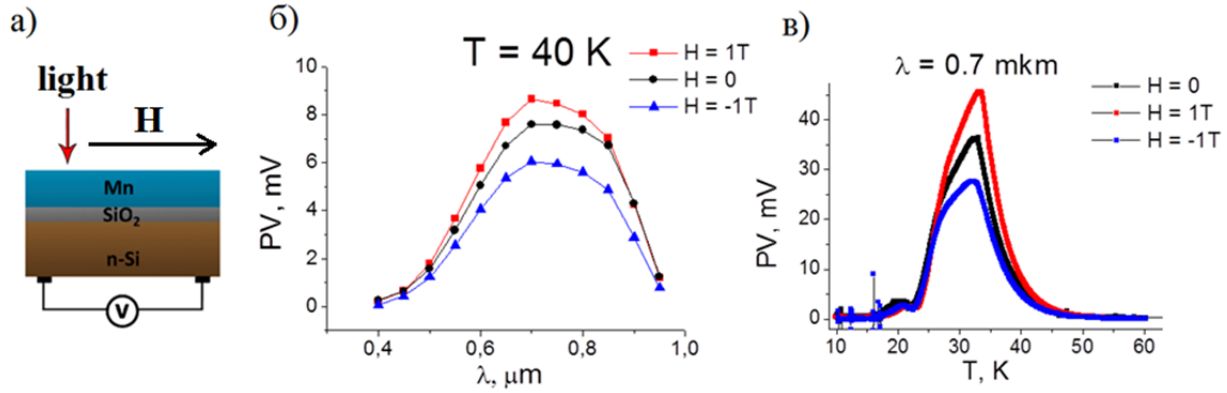


Рис. 1. (а) геометрия эксперимента: облучение производилось со стороны ~~металлической~~ плёнки Mn, ассиметрично по отношению к контактам, магнитное поле направлено параллельно плоскости пленки Mn, вдоль электрических контактов; измерения приведенные на данном рисунке, получены с контактов на кремниевой подложке (б) спектральные зависимости фотонапряжения при T=40 K, при разных значениях поля H (0; 1 Тл; -1 Тл); (в); температурные зависимости фотонапряжения при λ=0.7 мкм, при разных значениях поля H (0; 1 Тл; -1 Тл).

Спектральные зависимости показывают, что максимальные значения ЛФЭ достигаются при значениях длин волн $\lambda \approx 0{,}7 – 0{,}8$ мкм. Магнитное поле оказывает заметное влияние на ЛФЭ в области пика спектральной зависимости, причём положительное поле приводит к увеличению ЛФЭ, тогда как отрицательное – к уменьшению. Так же можно заметить, что положительное поле не оказывает влияния на ЛФЭ в области низких ($\lambda < 0.5$ мкм) и высоких ($\lambda > 0.85$ мкм) длин волн.

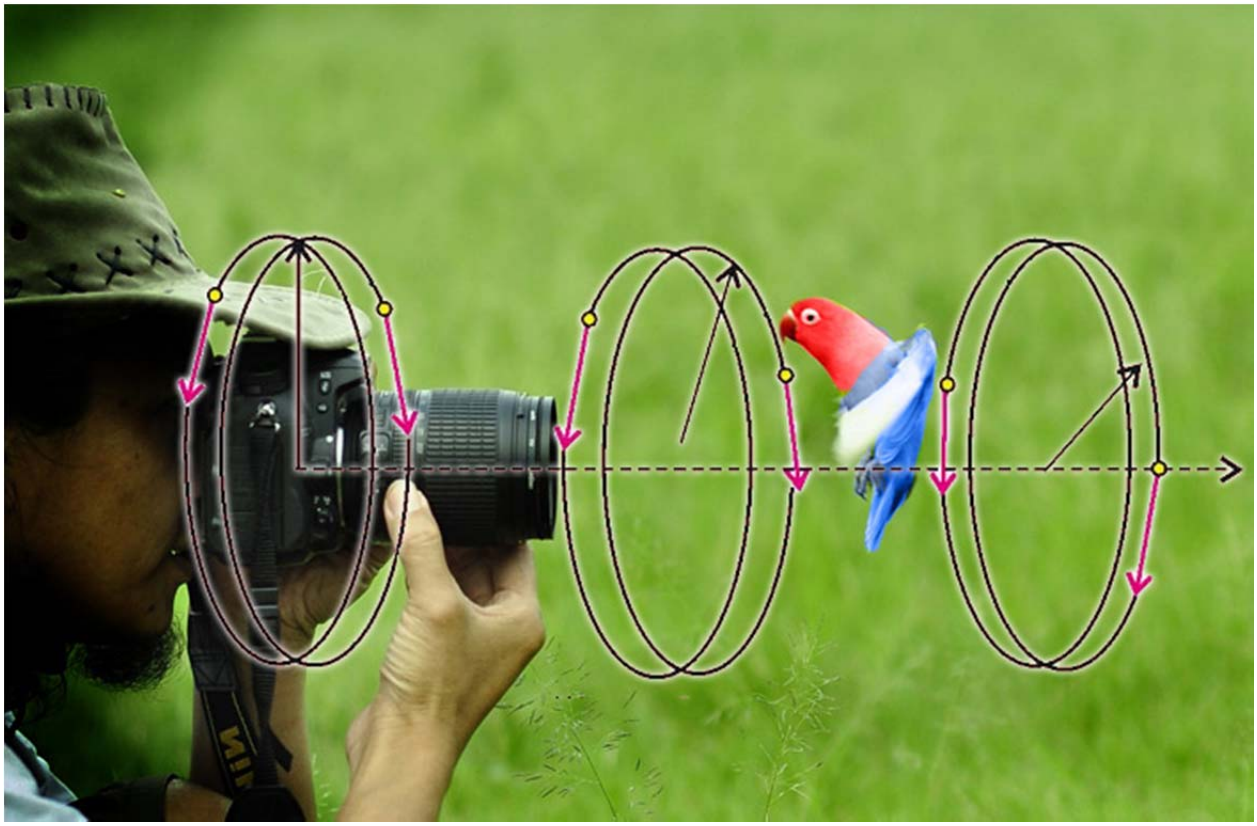
Температурные зависимости демонстрируют два максимума при $T \approx 20$ К (низкой интенсивности) и $T \approx 33$К (высокой интенсивности). Подобное поведение уже наблюдались нами в данной структуре, при возбуждении ЛФЭ лазерным излучением с длинной волны 809 нм [1]. Ранее, при высокой мощности оптического излучения, воздействие магнитного поля, связываемое нами с силой Лоренца, приводило к понижению ЛФЭ. В данном случае, магнитное поле, в зависимости от направления, можно использовать как для понижения, так и для увеличения сигнала ЛФЭ. Это открывает новые возможности для управления ЛФЭ внешним магнитным полем.

Список использованных источников:

1. Bondarev I. A., Rautskii, M. V., Yakovlev, I. A., Volochaev, M. N., Lukyanenko, A. V., Tarasov, A. S., & Volkov, N. V. Study of the Photovoltage in Mn/SiO 2/n-Si MOS Structure at Cryogenic Temperatures //Semiconductors. – 2019. – Т. 53. – №. 14. – С. 1954-1958.

Мне удалось наэлектризовать луч света
и осветить магнитную силовую линию

Из дневника Майкла Фарадея



МАГНИТООПТИКА
И ФОТОМАГНЕТИЗМ

УДК 539.23

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СУБСТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ $Co_x(MgF_2)_{100-x}$ НА ИХ МАГНИТНЫЕ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Ганьшина Е.А.

д-р. физ.-мат. наук., профессор, в.н.с, МГУ им. М.В. Ломоносова

Гаршин В.В.

аспирант, МГУ им. М.В. Ломоносова

Ивков С.А.

ведущий электронщик, Воронежский государственный университет

Зубарь Н.Н.

магистр, МГУ им. М.В. Ломоносова

Припеченков И.М.

магистр, МГУ им. М.В. Ломоносова

Ситников А.В.

д.ф-м.н, профессор, профессор Воронежский государственный технический университет

Домашевская Э.П.

д.ф-м.н, профессор, профессор Воронежский государственный университет

Аннотация. *Впервые исследованы структурные и магнитооптические свойства нанокомпозитов $Co_x(MgF_2)_{100-x}$ с моноэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице из фторида магния. Образцы напылялись на подложки из стекла и ситалла. Выявлено влияние фазового состава и субструктуры образцов на их магнитные и магнитооптические свойства. При совместном анализе спектральных, полевых, концентрационных зависимостей ЭЭК и магнитных свойств, полученных с помощью вибрационного магнитометра, а так же рентгенодифрактограмм, установлено, что процессы самоорганизации при формировании нанокомпозитов протекают по-разному и зависят от материала и структурного состояния подложки.*

Ключевые слова: *магнитооптика, нанокомпозиты, эффект Керра, порог перколяции, процессы самоорганизации на подложках из стекла и ситалла*

INFLUENCE OF THE PHASE COMPOSITION AND SUBSTRUCTURE ON THE MAGNETIC AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF NANOCOMPOSITES $Co_x(MgF_2)_{100-x}$

Gan'shina E.A.

Dr.Sc., Professor, Leading Researcher Lomonosov Moscow State University

Garsin V.V.

Post-graduate student, Lomonosov Moscow State University

Ivkov S.A.

Leading electronics engineer, Voronezh state university

Zubar N.N.

Master, Lomonosov Moscow State University

Pripechenkov I.M.

Master, Lomonosov Moscow State University

Sitnikov A.V.

Dr.Sc., Professor, Professor Voronezh state technical university

Domashevskaya E.P.

Dr.Sc., Professor, Professor Voronezh state university

Annotation. *The structural and magneto-optical properties of nanocomposites $Co_x(MgF_2)_{100-x}$ with a monoelement ferromagnetic phase in an oxygen-free dielectric matrix made of magnesium fluoride are investigated for the first time. Samples were sputtered on both glass and sital substrates. The influence of the phase composition and substructure of the samples on their magnetic and magneto-optical properties was revealed. In a joint analysis of the spectral, field, and concentration dependences of the Transversal Kerr Effect(TKE) and magnetic properties obtained using a vibration magnetometer, as well as X-ray diffractograms, it was found that the processes of self-organization during the formation of nanocomposites proceed differently and depend on the material and structural state of the substrate.*

Keywords: *magnetooptics, nanocomposites, Kerr effect, percolation threshold, self-organization processes on glass and sitall substrates*

На протяжении последних десятилетий наблюдается повышенный интерес к нанокомпозитным материалам. Это связано с тем, что они обладают рядом уникальных физических свойств, перспективных для применения в спинтронике, технологиях записи и хранения информации, чувствительных магнитных датчиков и других устройств. Исследуемые в данной работе образцы состава $Co_x(MgF_2)_{100-x}$ интересны еще и тем, что в них ферромагнитные гранулы Co распределены в бескислородной матрице, и магнитооптические свойства таких систем ранее не изучались.

Структурные исследования данных образцов методами рентгеновской дифракции(XRD) были проведены в Воронежском государственном университете[1] на дифрактометре ДРОН-4 с Co Kα-излучением в режиме пошагового сканирования. Эти исследования показали, что с ростом концентрации ферромагнитной фазы(x ат.%) процессы

структурной самоорганизации нанокомпозитов(НК), а так же кристаллизации магнитных гранул происходят по-разному в зависимости от состава подложек, на которые напылялись изучаемые нанокомпозиты.

Известно, что изучение магнитооптических (МО) эффектов в различных типах гранулированных сплавов и композитов дает полезную информацию об их свойствах из-за высокой чувствительности МО-спектров к их магнитной микроструктуре[2].

Целью настоящей работы являлось исследование магнитных и магнитооптических свойств НК состава $(Co)_x(MgF_2)_{100-x}$ с моноэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице фторида магния и выявление влияния фазового состава и субструктуры нанокомпозитов на их магнитооптические свойства.

Образцы НК были получены в Воронежском государственном техническом университете методом ионно-лучевого распыления составной мишени в виде Co с расположенными на ее поверхности пластинами диэлектрика MgF_2. Напыление производилось в атмосфере аргона в одном цикле на подложки из стекла и ситалла.

Магнитооптические свойства изготовленных образцов исследовались методом экваториального эффекта Керра (ЭЭК) в диапазоне энергий фотонов 0.5-3.85эВ в магнитных полях напряженностью до 3кЭ при комнатной температуре. Были получены спектральные, полевые и концентрационные зависимости ЭЭК. Магнитные свойства были изучены с помощью вибрационного магнитометра Lake Shore VSM в полях напряженностью до 16кЭ.

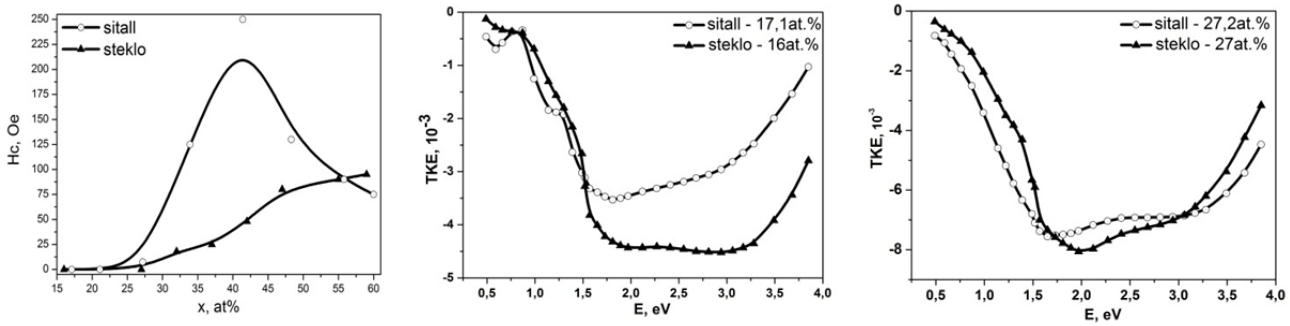
При исследовании полевых зависимостей ЭЭК выявлено, что кривые имеют вид, характерный для парамагнетиков и суперпарамагнетиков при концентрациях $x \leq 27$ ат.% для образцов на обоих типах подложек. При достижении концентрации x=27 ат.% и дальнейшем ее росте, вид кривых начинает трансформироваться к характерному для ферромагнетиков. При этом результаты исследований методами рентгеновской дифракции(XRD) показали, что в области малых концентраций $x \leq 27$ ат.% Co находится в рентгеноаморфном состоянии в виде металлических кластеров, распределенных в кристаллической матрице MgF_2. При достижении x=27 ат.% и с дальнейшим ростом концентрации в образцах начинается структурный фазовый переход, в результате которого появляются нанокристаллы Co с гексагональной сингонией.

Магнитные измерения на вибрационном магнитометре показали, что для образцов с $x \leq 27$ ат.% коэрцитивная сила H_c равна нулю для обоих типов подложек. С достижением значения x=27 ат.% в образцах появляется коэрцитивная сила отличная от нуля, однако с дальнейшим ростом концентрации Co поведение H_c начинает существенным образом различаться для образцов на разных типах подложек(рис. 1а). В образцах, напыляемых на ситалловые подложки, с ростом x коэрцитивная сила резко возрастет, достигая максимума при x=41.4 ат.%, в то время как H_c образцов, изготовленных на подложках из стекла плавно изменяется вплоть до максимальных значений x, при этом в области больших концентраций значения H_c становятся практически одинаковыми для обоих типов подложек. При этом результаты, полученные методами XRD, показали, что с ростом концентрации образцы на ситалле демонстрируют четкие пики, характерные для кристаллического Co уже для x=33.9 ат.%, в то время как в системе на стекле подобные пики появляются при x=42 ат.%. Таким образом, описанные различия в поведении H_c могут быть связаны с особенностями формирования кристаллической структуры в НК на подложках из стекла и ситалла.

Результаты магнитных и магнитооптических измерений позволяют определить порог ферромагнитной перколяции x_{FM}, т.е. концентрации ферромагнитной фазы, при которой появляется ферромагнитный порядок в нанокомпозитах. Он находится в окрестности концентраций $x \approx 27$ат.%, для образцов на обоих типах подложек.

Исследование спектральных зависимостей ЭЭК показало, что общий вид спектров и их изменение с ростом x были подобны для НК на обоих типах подложек. Максимальный по

модулю магнитооптический отклик достигается при x=37 ат.% и x=33,9 ат.% для систем с подложками из стекла и ситалла, соответственно. С дальнейшим ростом концентрации вид спектров трансформируется, и величина ЭЭК уменьшается по модулю. Можно отметить, что наибольшие различия в виде спектров ЭЭК для НК на ситалле и стекле наблюдались в малых x(порядка 16-17 ат.%) в области энергий фотонов E≥1,5eV(рис. 1б), что связано с особенностями процесса самоорганизации частиц при формировании тонких пленок на подложках во время напыления. Подложка из стекла способствует более равномерной диффузии частиц, в то время как подложка из ситалла является более шероховатой, вследствие чего частицы перемещаются по ней с разной скоростью в зависимости от направления, что приводит к неравномерному росту ферромагнитных гранул в формирующейся пленке и влияет на магнитооптический отклик образцов. На это указывает и смещение энергетического положения максимума в спектрах ЭЭК для НК на разных подложках(рис. 1в).



а) б) в)

Рис.1. Концентрационные зависимости H_c (а) и сравнение спектральных зависимостей ЭЭК для нанокомпозитов на подложках из стекла и ситалла при разных x,(б,в).

Таким образом, в работе были исследованы магнитные и магнитооптические свойства нанокомпозитов $Co_x(MgF_2)_{100-x}$ на подложках из стекла и ситалла. Установлено, что процессы самоорганизации в НК отличаются для систем, изготовленных на различных типах подложек. Полученные результаты согласуются с результатами рентгеноструктурного фазового анализа этих образцов. Установлена связь между процессами самоорганизации при росте НК с увеличением *x* и магнитооптическими свойствами композитов.

Список использованных источников:

1. Домашевская Э.П., Ивков С.А., Ситников А.В., и др./ Влияние относительного содержания металлической компоненты в диэлектрической матрице на образование и размеры нанокристаллов кобальта в пленочных композитах $(Co)_x(MgF_2)_{100-x}$ //Физика твердого тела. – 2019. – Т. 61. – №. 2. – С. 211-219

2. Ганьшина Е. А., Вашук М. В., Виноградов А. Н., и др./ Эволюция оптических и магнитооптических свойств в нанокомпозитах аморфный металл-диэлектрик //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2004. – Т. 125. – №. 5. – С. 1172-1183

УДК 537.6/.8

ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАТЕРИАЛА СО ВРЕМЕНЕМ ПРИ СВЕРХБЫСТРОМ ЛАЗЕРНОМ НАГРЕВЕ

Геревенков П.И.

м.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Кунту Д.В.

инженер-исследователь лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Филатов Я.А

м.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Калашникова А.М.

PhD (к.ф.-м.н.), зав. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Хохлов Н.Е.

к.ф.-м.н., с.н.с. лаб. Физики ферроиков,
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Аннотация. *Экспериментально получены зависимости параметров магнитной анизотропии и намагниченности насыщения от времени после сверхбыстрого лазерно-индуцированного нагрева для тонких плёнок галфенола ($Fe_{0.81}Ga_{0.19}$). Продемонстрирована релаксация параметров материала за время порядка 1 нс, что меньше времени жизни лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в образце. Это приводит к сдвигу частоты прецессии с течением времени. Также экспериментально продемонстрировано выполнение степенного закона для намагниченности насыщения и параметров анизотропии в случае сверхбыстрого возбуждения.*

Ключевые слова: *ферромагнетизм, магнитная анизотропия, сверхбыстрый магнетизм, магнитооптический эффект Керра*

TEMPORAL EVOLUTION OF MAGNETIC PARAMETERS OF A MATERIAL AT ULTRAFAST LASER HEATING

Gerevenkov P.I.

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Kuntu D.V.

Research engineer, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Filatov Ia.A.

Junior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Kalashnikova A.M.

PhD, head of Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Khokhlov N.E.

PhD, Senior researcher, Ferroics Physics Laboratory, Ioffe Institute

Annotation. *We study experimentally the time scales of ultrafast optically induced modulation of magnetic anisotropy parameter and saturation magnetization in thin metallic films of galfenol ($Fe_{0.81}Ga_{0.19}$). We show that the material parameters values recover at times of the order of 1 ns, which is shorter than life-time of the laser-induced magnetization precession. It leads to the temporal evolution of precession frequency. A power-law dependence is shown for the magnetization saturation and anisotropy parameters in the case of ultrafast excitation.*

Keywords: *ferromagnetism, magnetic anisotropy, ultrafast magnetism, magneto-optical Kerr effect*

В связи с постоянно возрастающими потребностями в ускорении процессов записи и обработки информации, ведётся активный поиск новых способов управления магнитными параметрами материалов. Одним из наиболее универсальных методов такого управления, работающим как в металлах, так и в диэлектриках, является изменение магнитной анизотропии. В ряде недавних работ продемонстрировано применение сверхбыстрого термического изменения магнитной анизотропии для возбуждения прецессии намагниченности [1,2], распространяющихся магнитостатических спиновых волн [3] и управление их параметрами [4] при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов. Таким образом актуальной на сегодняшний день задачей является определение характерных времён изменения магнитных параметров материала при сверхбыстром лазерно-индуцированном нагреве.

В данной работе мы экспериментально определили характерные времена сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения магнитных параметров тонких эпитаксиальных плёнок ферромагнитного сплава галфенола ($Fe_{0.81}Ga_{0.19}$). Магнитные параметры определялись из анализа магнитооптических петель гистерезиса, полученных в геометрии меридионального эффекта Керра. Петли измерены при различных значениях времени задержки между импульсами накачки и зондирования для получения информации об эволюции магнитных параметров материала со временем после импульсного оптического нагрева. Так как характерные времена релаксации магнитных параметров меньше времени жизни лазерно-индуцированной прецессии намагниченности в исследуемых плёнках, выявлено влияние процесса релаксации на частоту прецессии. Также показано, что учёт процессов релаксации позволяет получить дополнительную информацию о начальной амплитуде прецессии.

Для разделения вкладов магнитокристаллической кубической и одноосной ростовой анизотропий измерения петель гистерезиса производилось при направлении внешнего магнитного поля вдоль двух осей трудного намагничивания кубической анизотропии в плоскости плёнки. Так как в данных направлениях поле одноосной анизотропии входит с противоположными знаками, измерения суммарного поля анизотропии при данных направлениях поля позволяет разделить вклады одноосной и кубической анизотропий. Вид зависимости параметра кубической анизотропии от времени после импульсного возбуждения аналогичен полученному другим методом для плёнки железа в работе других авторов [5]. Используя

данные о зависимости намагниченности насыщения от времени после возбуждения, также получаемые из петель гистерезиса, определены значения параметра α в степенном законе $\frac{K_C(t)}{K_C(0)} = \left[\frac{M_S(t)}{M_S(0)}\right]^{\alpha}$ [6], где M_S – намагниченность насыщения, K_C – параметр кубической анизотропии. Данный закон демонстрирует хорошее согласие с экспериментальными результатами (рис. 1 (а)).

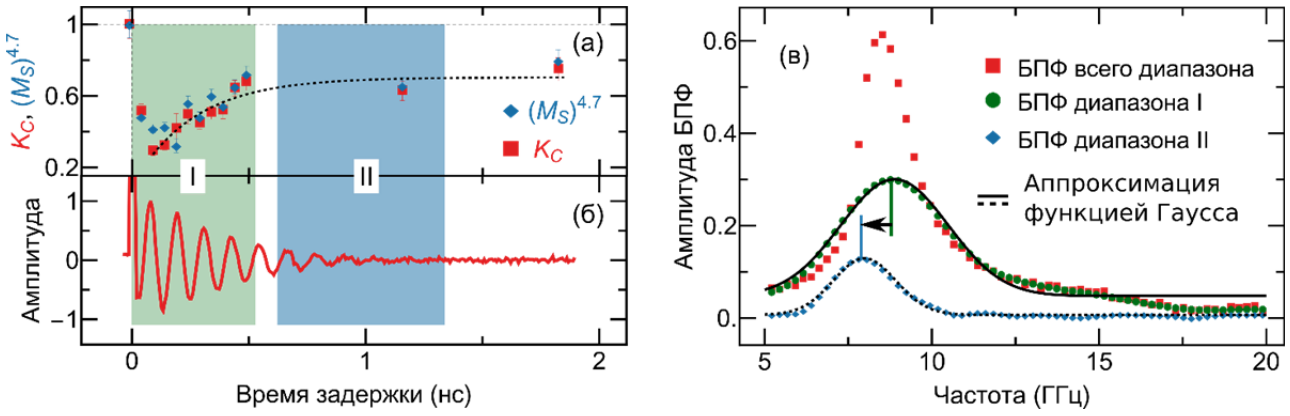


Рис. 1. (а) Зависимости магнитных параметров образца (намагниченности насыщения и параметра анизотропии) от времени задержки между импульсами накачки и зондирования, полученные из экспериментов в геометрии меридионального эффекта Керра. Символы – экспериментальные данные, пунктирная линия – аппроксимация зависимости степенным законом. (б) Зависимость нормальной к плоскости плёнки компоненты намагниченности от времени, полученная из экспериментов в геометрии полярного эффекта Керра. (в) Спектры лазерно-индуцированной прецессии намагниченности из (б) для всего диапазона времени и из диапазонов I и II, полученные быстрым преобразованием Фурье. Стрелкой показано изменение центральной частоты со временем после возбуждения.

Так как время релаксации магнитных параметров меньше времени жизни прецессии намагниченности в исследуемых образцах, возможно определить изменение параметров лазерно-индуцированной прецессии намагниченности. С этой целью проведены измерения по методике накачка-зондирование при различных ориентациях внешнего магнитного поля в диапазоне $[110] - [1\bar{1}0]$. При помощи оконного преобразования Фурье продемонстрировано изменение резонансной частоты прецессии после релаксации магнитных параметров (рис. 1 (б, в)). Показано, что резонансные частоты прецессии в момент возбуждения и после релаксации магнитных параметров хорошо описываются в рамках подхода Смита-Сула [7] с использованием параметров материала в соответствующий момент времени после возбуждения. Использование значений параметров материала в момент возбуждения и после релаксации позволяет описать зависимость начальной амплитуды прецессии для всех направлений внешнего магнитного поля.

Таким образом, в работе определены времена релаксации магнитных параметров ферромагнитных металлических плёнок галфенола при сверхбыстром лазерно-индуцированном нагреве. Продемонстрировано сверхбыстрое изменение резонансной частоты прецессии намагниченности с релаксацией за время порядка 1 нс. Полученные результаты дают основу для определения быстродействия устройств оптически реконфигурируемой магноники [8].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №20-32-70149). Г.П.И. благодарит за поддержку фонд Синтез.

Список использованных источников:

1. Shelukhin L. A. et al. Ultrafast laser-induced changes of the magnetic anisotropy in a low-symmetry iron garnet film //Physical Review B. – 2018. – Т. 97. – №. 1. – С. 014422.
2. Scherbakov A. V. et al. Optical excitation of single-and multimode magnetization precession in Fe-Ga nanolayers //Physical Review Applied. – 2019. – Т. 11. – №. 3. – С. 031003.
3. Khokhlov N. E. et al. Optical excitation of propagating magnetostatic waves in an epitaxial galfenol film by ultrafast magnetic anisotropy change //Physical Review Applied. – 2019. – Т. 12. – №. 4. – С. 044044.
4. Filatov I. A. et al. Spectrum evolution of magnetostatic waves excited through ultrafast laser-induced heating //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2020. – Т. 1697. – №. 1. – С. 012193.
5. Carpene E. et al. Ultrafast three-dimensional magnetization precession and magnetic anisotropy of a photoexcited thin film of iron //Physical Review B. – 2010. – Т. 81. – №. 6. – С. 060415.
6. Evans R. F. L. et al. Temperature scaling of two-ion anisotropy in pure and mixed anisotropy systems //Physical Review B. – 2020. – Т. 102. – №. 2. – С. 020412.
7. Smith J., Beljers H. J. Ferromagnetic resonance absorbtion in $BaFe_{12}O_{19}$, a highly anisotropic crystall //Philips Res. Rep. – 1955. – Т. 10. – С. 113-130.
8. Vogel M. et al. Optically reconfigurable magnetic materials //Nature Physics. – 2015. – Т. 11. – №. 6. – С. 487-491.

УДК: 537.624; 537.632

ФОРМИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ФРОНТА СПИНОВОЙ ВОЛНЫ В ПЛЕНКЕ ЖИГ

Губанов В.А.

аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Бессонов В.Д.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
лаборатория магнитных полупроводников,
Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения РАН

Садовников А.В.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Аннотация. *С помощью метода Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света (БЛС) и добавлением в систему БЛС фазового модулятора было исследовано фазовое разрешение распространяющейся спиновой волны в пленке железо-иттриевого граната.*

Ключевые слова: *фазовое разрешение, спиновая волна, Мандельштам-Бриллюэновская спектроскопия*

FORMATION OF SPIN WAVE PHASE FRONT IN YIG FILM

Gubanov V.A.

PhD student, Saratov State University

Bessonov V.D.

PhD., senior researcher, laboratory of magnetic semiconductors,

Institute of Metal Physics named after M.N. Mikheev of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,
Saratov State University

Annotation. *Using the Mandelstam-Brillouin spectroscopy of light scattering (BLS) and adding a phase modulator to the BLS system, the phase resolution of the propagating spin wave in the yttrium iron garnet film was investigated.*

Keywords: *phase resolution, spin wave, Brillouin light spectroscopy*

Создание устройств на принципах магноники представляет большой интерес для развития области хранения и обработки информационных сигналов [1]. При помощи установки Мандельштам-Бриллюэновской спектроскопии рассеяния света (БЛС) возможно детектирование распространение спиновой волны (СВ) – прецессии намагниченности под воздействи-

ем СВЧ сигнала. В классической системе БЛС детектируется интенсивность $I_{БЛС}$ СВ [2]. При добавлении в систему БЛС оптического фазового модулятора можно разрешить фазу распространяющейся СВ [3].

В данной работе будет исследовано распространение СВ с фазовым разрешением в пленке железо-иттриевого граната. Исследуемая структура представлена на рисунке 1 и представляет собой пленку ЖИГ толщиной $t_{ЖИГ}$=10мкм с намагниченностью насыщения $4\pi M_0$ = 1750 Гс, сформированной на подложке гадоллиний-галлиевого граната (ГГГ), толщиной $t_{ГГГ}$=500 мкм. Структура шириной w=2 мм и длиной l= 8 мм помещалась во внешнее магнитное поле M_0 = 1830 Э для возбуждения поверхностной магнитостатической спиновой волны (ПМСВ). Возбуждение СВ производилось микрополосковой антенной шириной 30 мкм. Величина внешнего магнитного поля выбиралась из соображения, чтобы спектра ПМСВ лежала в области рабочей частоты фазового модулятора $f_м$ = 6.9 ГГц. Фазовый модулятор представлял собой электро-оптический модулятор Newport 4851-02, оперирующий на длине оптического излучения в диапазоне то 500 до 900 нм с возможность настройки частоты модулирования от 6.3 ГГц до 7.5 ГГц. На вставке рисунка 1 представлена амплитуда сигнала электро-оптического модулятора от частоты, измеренная. Желтым цветом выделена выбранная частотная область, в котором проводился эксперимент. Хорошо видно, что в данном диапазоне (от 6.8 ГГц до 7 ГГц) фазовый модулятор хорошо функционирует.

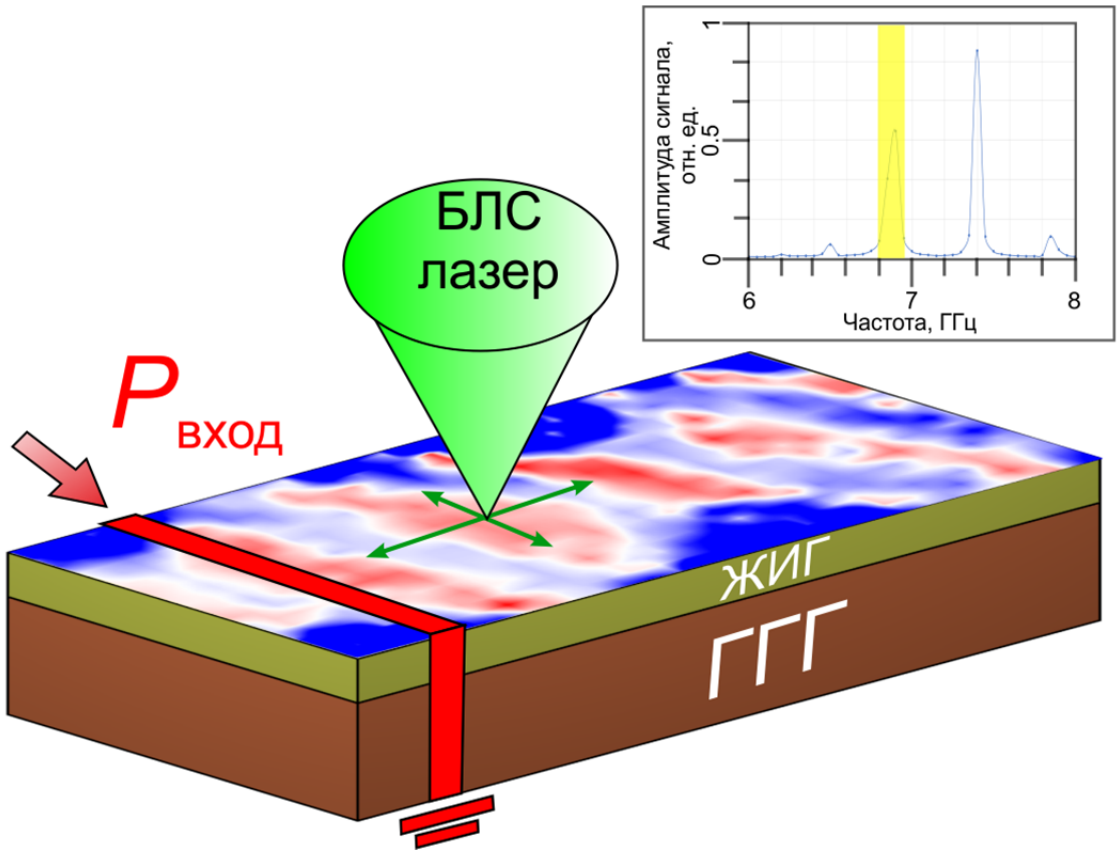


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры с наложенной картой распределения фазы СВ на частоте 6.905 ГГц, полученная при БЛС эксперименте. На вставке –амплитуда сигнала модулятора от частоты.

В работе методом БЛС будет исследовано формирование фазового фронта спиновой волны в пленке ЖИГ. При помощи микромагнитного моделирования будет показано соответствие с экспериментальными данными, сравнены интенсивность и фаза СВ и выявлены оптимальные параметры для распространения СВ в пленке ЖИГ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-37-90020).

Список использованных источников:

1. Nikitov S.A., Kalyabin D.V., Lisenkov I.V., Slavin A.N., Barabanenkov Yu.N., Osokin S.A., Sadovnikov A.V., Beginin E.N., Morozova M.A., Sharaevsky Yu.P,. Filimonov Yu.A., Khivintsev Yu.V., Vysotsky S.L., Sakharov V.K., Pavlov E.S. "Magnonics: a new research area in spintronics and spin wave electronics// Phys. Usp. –2015 – v. 58 – pp. 1002–1028 (2015)

2. Modern Techniques for Characterizing Magnetic Materials/ Zhu Y. (Ed.). – 2005.

3. Serga A.A., Schneider T., Hillebrands B., Demokritov S.O., & Kostylev, M.P. Phase-sensitive Brillouin light scattering spectroscopy from spin-wave packets.// Applied Physics Letters –2006– v. 89(6). –p. 063506.

УДК 621.315.592.2

ЭКСИТОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В EuO

Иванов И.А.

аспирант кафедры общей и теоретической физики

Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого

Нургулеев Д.А.

к.ф-м.н., доцент,
зав. кафедрой общей и теоретической физики, ТГПУ им. Л.Н. Толстого

Аннотация. *В работе проведён анализ эксперимента по фарадеевскому вращению в EuO, на основании которого установлено, что задержка по времени связана с образованием экситонных состояний в кристалле EuO.*

Ключевые слова: *экситон, оксид европия, энергия связи, время жизни экситона*

EXCITON STATES IN EuO

Ivanov I.A.

Postgraduate student of the Department of General and Theoretical Physics,

L.N. Tolstoy Tula State Pedagogical University

Nurguleev D.A.

Ph.D., associate professor, head Department of General and Theoretical Physics,

L.N. Tolstoy Tula State Pedagogical University

Annotation. *The paper analyzes the experiment on Faraday rotation in EuO, on the basis of which it was established that the time delay is associated with the formation of exciton states in the EuO crystal.*

Keywords: *exciton, europium oxide, binding energy, exciton lifetime*

EuO является магнитным полупроводником и обладает ферромагнитными свойствами, благодаря недозаполненной 4f-оболочке. Он имеет ГЦК структуру с периодом решетки 5,144 Å и относится к пространственной группе $F_{m\bar{3}m}$. Он обладает следующими физическими свойствами: температурой Кюри T_c = 69,3 К, а также шириной запрещенной зоны, составляющей 1,2 эВ [1]. EuO характеризуется 4f-орбиталями, который существует как уровень между зоной проводимости [5d-орбитали Eu (II)]. В нём происходит взаимодействие s- и d-электронов дна зоны проводимости и локализованных $4f^7$-электронов, образующих $4f^7$-зону в запрещенной зоне EuO шириной ~ 0,5 эВ. Монооксид европия - это новый материал, способный генерировать сильно поляризованный по спину ток при использовании в качестве туннельного барьера.

В EuO из-за различия спинов основного и возбуждённого состояния на единицу возникают возбуждения энергетических уровней, соответствующие переходам из нижнего состояния мультиплета Зеемана при расщеплении энергетических линий в основном состоянии в состояние мультиплета, образовавшегося из возбуждённого состояния. В EuO

рассеяние света влияет на степень магнитного порядка. В EuO имеет место сдвиг края оптического поглощения внешнего магнитного поля. Для монооксида европия при температуре, меняющейся в интервале от T_c до 20 К, этот край составляет 0,25 эВ.

Сдвиг края поглощения при понижении температуры или приложении магнитного поля в EuO объясняется свойствами магнитного экситона при учитывании d - f обменного взаимодействия.

В EuO могут происходить одновременные переходы парамагнетик-ферромагнетик и полупроводник-металл. При помощи оптической генерации второй и третьей гармоник на эпитаксиальных пленках ферромагнитного полупроводника оксида европия можно обнаружить связь между его магнитными и кристаллографическими свойствами.

Модель квантового гармонического осциллятора может быть применима для экситонных возбуждений. В EuO и остальных полупроводниках экситоны могут образовываться двумя способами:

1. При переходе электрона из валентной зоны на 5d – уровень, находящийся под дном зоны проводимости и кулоновским притяжением образует с дыркой экситон. 5d – уровни находятся недалеко от зоны проводимости. Тогда энергия связи такого образования будет очень невелика. При данном образовании экситон оказывается в синглетном состоянии, следовательно, время жизни такого экситона резко уменьшается. Наблюдать такие экситоны очень трудно

2. При переходе электрона с 4f – состояния в зону проводимости, при этом этот электрон образует с дыркой оптически активный магнитный экситон. В трехмерной системе получилось бы, что покинувший 4f – уровень электрон будет электроном проводимости без образования связанного состояния.

Сила осциллятора связана с параметрами свободного экситона, такими как радиус Бора и энергия связи. Авторами работы [2] были проведены измерения магнитооптического эффекта Фарадея и магнитного вращения в EuO с временным разрешением менее 10 фс. Явление магнитооптического эффекта Фарадея состоит в том, что через кристалл проходит линейно поляризованный свет и плоскость поляризации поворачивается на угол θ. Направление вращения оси поляризации зависит от свойств материала, через который проходит свет. Поскольку в EuO имеется несколько видов поглощения света, то следует ожидать столько же видов вращения плоскости поляризации, если считать, что каждый тип поглощения обусловливает дисперсию показателя преломления. При этом нужно учитывать влияние внешних и индуцированных излучением полей на волновую функцию электронов и влияние этого изменения на показатель преломления материала для каждой поляризации и тогда уже можно определить, сильнее тормозится левая или правая поляризации. Наблюдаемый эффект представляет собой суперпозицию вращений, обусловленных различными механизмами. Возникает два случая: магнитное поле, которое создаётся, будет параллельно внешнему полю для одной поляризации, идущей по кругу, и в противоположном направлении для другого направления поляризации - таким образом, магнитное поле H увеличивается в одном направлении и уменьшается в противоположном направлении. Тогда возникает разность фаз между левым и правым поляризованными лучами. В работе [2] проведены два типа экспериментов с использованием длинных импульсов длительностью 200 фс и коротких импульсов длительностью 8 фс соответственно. Исходный импульс длительностью 35 фс перед фазой сжатия вырабатывался регенеративным усилителем, работающим с частотой повторения 1 кГц [2].

Постоянное магнитное поле H_{ext} = 0,13 Тл было приложено перпендикулярно поверхности образца. Образец помещался в проточный криостат, в котором образец можно было охладить до 10 K жидким гелием [2]. Плёнка EuO толщиной 100 нм была получена методом магнетронного распыления на подложке из MgO с ориентацией (110). Магнитооптические характеристики пленки определялись путем измерения магнитооптического эффекта Фарадея как функции магнитного поля, приложенного под углом 90° к поверхности образца. За быстрым размагничиванием образца EuO следует более

медленное размагничивание [2]. Можно оценить среднее время задержки $t_{lat} \approx 10^{-13}$ с и отметить, что при T = 30 K время задержки увеличивается в 2 раза. Задержка эффекта Фарадея связана со временем жизни экситона в EuO и энергией связи. Она исчезала при температуре, превышающей температуру Кюри. Магнитооптический эффект Фарадея зависит от динамики намагниченности и динамики обменного взаимодействия [2]. Энергия основного состояния цепочки (при этом отсутствуют возбуждённые молекулы) берётся равной нулю. В одномерной модели можно учитывать взаимодействие только между соседними молекулами. Можно представить, что в цепочке имеется N молекул. Количество молекул огромно, поэтому можно не учитывать краевые эффекты.

В оптической области спектра длина волны фотона больше, чем расстояние R между молекулами. Поэтому, длина волны фотона, взаимодействующего с экситоном, определяется равенством [3]:

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{2\pi\hbar c}{E(0)}. \quad (1)$$

Время жизни экситона по отношению к излучению фотонов определяется по формуле [3]:

$$\tau_{ex} = \frac{2E(0)R}{3\pi c\hbar}\tau_0 = \frac{4R}{3\lambda}\tau_0, \quad (2)$$

где τ_0 - время жизни возбуждения с энергией E(0) в молекуле [3].

При этом в EuO наблюдаются триплетные экситоны, время жизни которых составляет $\tau_0 = 10^{-7}$ с. Для образования таких экситонов, т. е. для перехода электрона $4f^7 \to 5d_{t2g}$ нужно преодолеть порог 0,7 эВ. Эти экситоны в электрическом поле распадаются на электроны e^- и дырки h^+. Электрон обладает спином $\frac{1}{2}\hbar\uparrow$, а дырка имеет спин $\frac{5}{2}\hbar\uparrow$. Тогда пик поглощения, возникший из-за группы оптически активных экситонов, наблюдается при $\lambda = 1$ мкм для EuO, R – радиус экситона в EuO составляет порядка 10^{-10} м, тогда время жизни экситона, рассчитанное по формуле (2) $\tau_{ex} \sim 10^{-10}$с, осцилляции намагниченности в кристалле могут понижать это значение на несколько порядков [4], что наблюдается в эксперименте [2].

Список использованных источников:

1. Типы экситонов в наноразмерных гетеросистемах EuO-SrO Головнев Ю.Ф., Нургулеев Д.А., Сидорова И.Г. /Вестник Адыгейского государственного университета. Серия 4. Естественно-математические и технические науки. 2012. №3

2. Formisano F. Femtosecond magneto-optics of EuO / F. Formisano, R. Medapalli, Y. Xiao, H. Ren, E. E. Fullerton, A.V. Kimel //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. Vol. 502

3. Агранович В.М., Теория экситонов, М., 1968г. – 382 с.

4. Головнев Ю.Ф., Сомова Н.Ю. Осцилляции намагниченности и состояний триплетных экситонов в сверхрешетках EuO-SrO // Многомасштабное моделирование структур, строение вещества, наноматериалы и нанотехнологии: Материалы II Междунар. конф., посвященной памяти проф. А.Н.Никитина. Тула: Изд. Тул. гос. пед. ун-та им. Л.Н.Толстого, 2013. С. 76 – 78.

УДК 537.611.2

ОПТИЧЕСКАЯ РЕГИСТРАЦИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ЗАДАЧЕ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНОННОГО БЭК

Князев Г.А.
К.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Буньков Ю.М.
Д.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково

Ветошко П.М.
Российский квантовый центр, Сколково, Институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН,

Капралов П.О.
К.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково

Кузьмичев А.Н.
Российский квантовый центр, Сколково

Белотелов В.И.
д.ф.-м.н., Российский квантовый центр, Сколково, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Петров П.Е.
Российский квантовый центр, Сколково, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,

Аннотация: *Разработана оптическая установка, позволяющая измерять значение продольной намагниченности локально в различных точках пленки ЖИГ. Методика регистрации позволяет осуществлять измерения, когда намагниченность осуществляет прецессию на частотах до 3ГГц. Установка предназначена для исследования распределения плотности магнонного бозе-эйнштейновского конденсата в пленке.*

Ключевые слова: *эффект Фарадея, модуляция света, прецессия намагниченности, магнон, конденсат Бозе-Эйнштейна*

OPTICAL REGISTRATION OF MAGNETIZATION AT INVESTIGATING A MAGNONIC BEC

Knyazev G.A.
PhD, Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia; Moscow State University, Moscow, Russia,

Bunkov Yu.M.
Dr.Sc., Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia;

Vetoshko P.M.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS

Kapralov P.O.
PhD, Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia

Kuzmichev A.N.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia

Belotelov V.I.
Dr.Sc., Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia; Moscow State University, Moscow, Russia,

Petrov P.E.
Russian Quantum Center, Skolkovo, Russia; Moscow State University, Moscow, Russia

Abstract: *An optical setup has been developed that provides measuring the value of the longitudinal magnetization locally at various points of the YIG film. The registration technique makes it possible to carry out measurements when the magnetization performs precession at frequencies up to 3GHz. The setup is designed to study the density distribution of the magnonic Bose-Einstein condensate in the film.*

Key words: *Faraday effect, light modulation, precession of magnetization, magnon, Bose-Einstein condensate*

В последнее время все больший интерес уделяется исследованию магнитных процессов в тонких пленках. Интерес обусловлен развитием таких направлений как спинтроника, магноника, квантовые коммуникации и квантовые вычисления [1]. Ранее было показано, что если в магнитном материале возбуждается прецессия намагниченности и угол прецессии достаточно велик, то магноны, являясь бозонами, могут рассматриваться как конденсат Бозе-Эйнштейна (БЭК). В условиях теплового равновесия количество тепловых магнонов недостаточно для формирования БЭК. Для его формирования необходимо осуществить накачку магнонов. При превышении плотности магнонов определенного значение, в пленке наблюдается коллективное движение спинов, соответствующее магнонному БЭК. Хотя возбуждение в принципе возможно на любой частоте, наиболее легко оно происходит на частоте ферромагнитного резонанса. При этом формирование БЭК приводит к существенной нелинейности ферромагнитного резонанса. Частота резонанса начинает убывать с увеличением амплитуды прецессии намагниченности. Такое поведение резонансной частоты легко зарегистрировать радиочастотным методом, путем измерения импеданса полоска, при помощи которого осуществляется возбуждение прецессии намагниченности [2]. Однако для измерения локального значения намагниченности пленки, а также для исследования пространственного распределения намагниченности по поверхности пленки целесообразно использовать оптический метод.

Существует несколько путей реализации измерения намагниченности пленки оптическим методом. Наиболее широко используемый – метод на основе рассеяния Мандельштама-Бриллюена на магнонах [3,4]. Однако, как правило [4], они применимы для регистрации бегущих спиновых волн, но не для регистрации магнонов в состоянии с $k = 0$. В то же время возбуждение магнонов с $k = 0$ представляет больший интерес с точки зрения многообразия наблюдаемых квантовых эффектов [5].

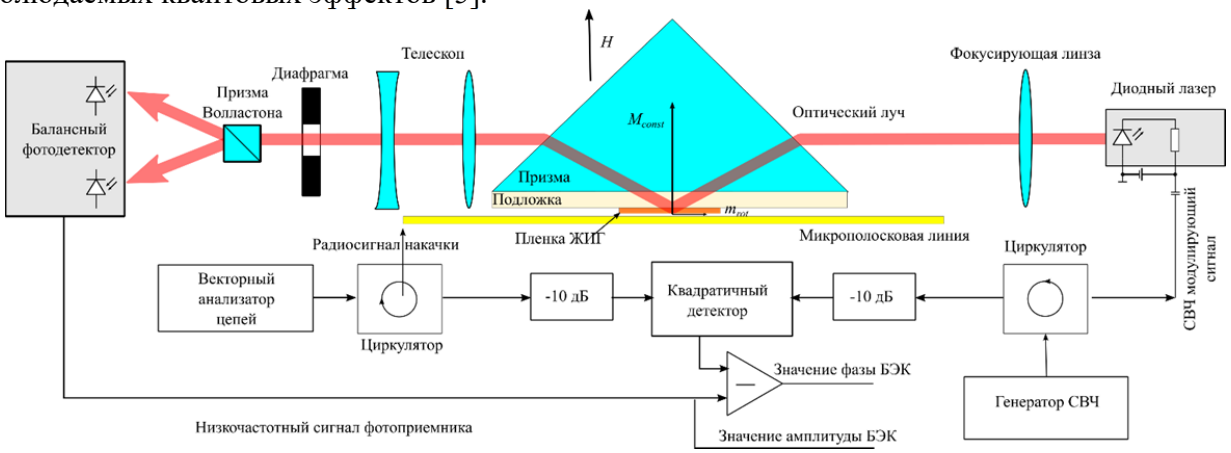


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Мы предлагаем метод измерения намагниченности прецессирующей с k близким к нулю, основанный на регистрации оптического излучения, модулированного при отражении от магнитной пленки. На рисунке 1 показана схема экспериментальной установки. В рассматриваемой задаче пленка ориентирована ортогонально магнитному полю, поэтому переменная составляющая намагниченности вращается в плоскости пленки. Измерение плоскостной составляющей намагниченности требует наклонного распространения света относительно пленки. Поэтому мы использовали призменный ввод излучения как показано на Рис. 1. В эксперименте лазерный пучок, падал на призму из ВК7 параллельно ее основанию.

Преломляясь в призме, свет падал на нижнюю грань. К нижней грани призмы подложкой через иммерсионную жидкость был приклеен образец. В результате свет из призмы попадал в подложку, затем в пленку. После отражения от границы воздух-ЖИГ, свет еще раз проходил через пленку ЖИГ, подложку и через выходную грань призмы направлялся на приемную систему. Благодаря наклонному падению, отраженный свет получал поворот поляризации пропорциональный проекции на плоскость падения света. Так как намагниченность вращается в плоскости пленки, поляризация света приобретала модуляцию на частоте прецессии БЭК.

Для выделения сигнала, соответствующего амплитуде прецессии намагниченности, использовалось радиочастотное, а не оптическое гетеродинирование, как это имеет место в случае установки на основе рассеяния Бриллюэна. Свет полупроводникового лазера, промодулированный на частоте близкой к частоте накачки БЭК направлялся через поляризатор на призму. После прохождения призмы и отражения от пленки свет попадал в приемную систему. Приемная система состояла из телескопа, фокусирующего свет через призму Волластона на балансный фотоприемник. При этом, свет оказывался промодулирован по интенсивности за счет модуляции тока лазера и по поляризации за счет взаимодействия с намагниченностью пленки ЖИГ. Благодаря наличию призмы Волластона ток фотоприемника имел модуляцию на частоте, соответствующей разнице частот модуляции лазера и частоты прецессии намагниченности. Разностная частота в эксперименте была невелика около 10кГц, что соответствовало минимуму шума лазера. Поэтому схема эксперимента позволяла использовать низкочастотный малошумящий фотоприемник с высокой чувствительностью. Так как исследуемые образцы имели форму вытянутых эллипсов, свет, на который падает наклонно под малым углом, для повышения отношения сигнал-шум было предложено с помощью телескопа формировать на фотоприемнике изображение освещаемой лазером пленки, после чего использовать диафрагму для удаления света, прошедшего мимо образца. Оптическая часть установки могла передвигаться относительно образца для осуществления сканирования. Образец при этом оставался неподвижным, чтобы исключить влияние неоднородностей и градиентов магнитного поля **H** создаваемого постоянным магнитом.

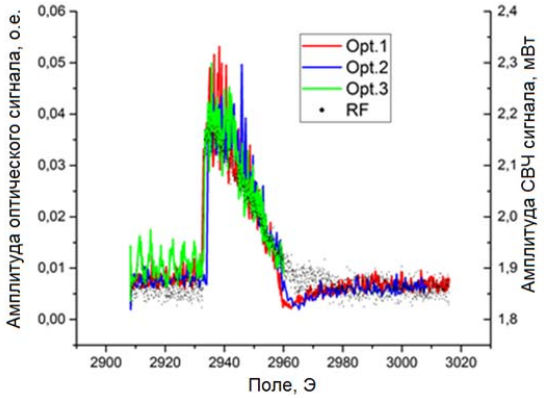
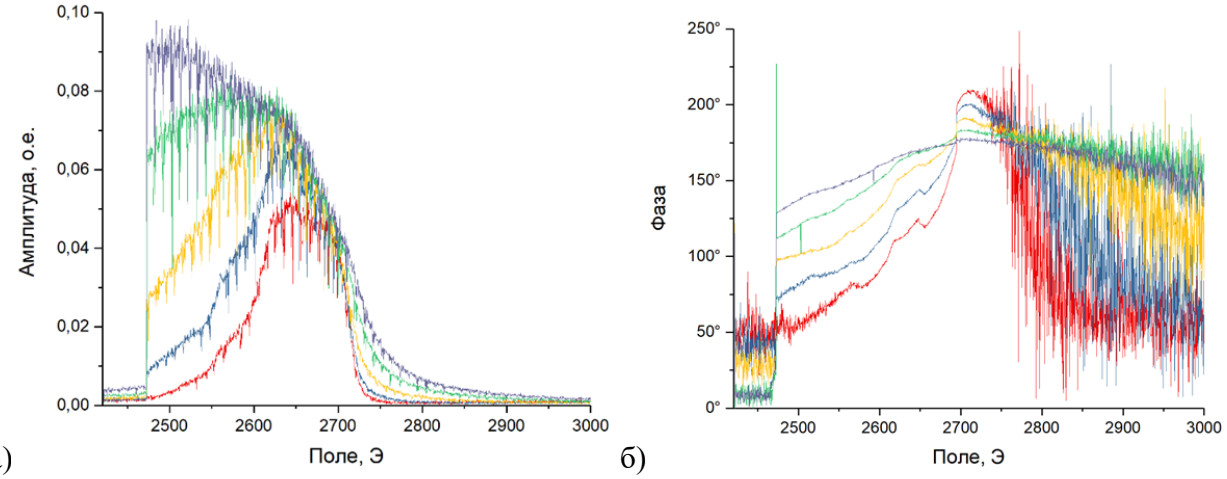


Рис. 2. Зависимость сигнала поглощения СВЧ поля (RF) и регистрируемая оптически амплитуда прецессии намагниченности от величины магнитного поля.

Пленка ЖИГ касалась полоскового СВЧ резонатора, который обеспечивал СВЧ накачку БЭК. Высокочастотный тракт установки был сделан таким образом, чтобы одновременно с оптической регистрацией БЭК можно было проводить измерения по отраженному СВЧ сигналу. Фаза прецессии определялась из сравнения сигнала фотоприемника на разностной частоте и электронного сигнала, полученного в результате выделения разностной частоты сигналов накачки БЭК и модуляции лазера.

Для проверки представленной методики оптические измерения плотности БЭК проводились одновременно с радиочастотными. Во всех экспериментах использовалась пленка эллиптической формы размером 4,5x1 мм. Состав пленки $Y_{2.8}Lu_{0.2}Fe_{3.6}Sc_{1.4}O_{12}$. На Рис. 2 представлены зависимости амплитуды прецессии намагниченности от величины постоянного магнитного поля, приложенного к пленке, полученные при однородной накачки БЭК.

Можно видеть, что оптически измеренные зависимости достаточно хорошо совпадают с измерениями радиочастотным методом (черные точки на Рис. 2). Следует подчеркнуть, что радиочастотным методом измеряется значение амплитуды прецессии, усредненное по поверхности образца. Достоинством оптической регистрации является возможность исследовать системы с неоднородным распределением поля накачки магнонов. Зависимости амплитуды и фазы прецессии для случая накачки магнонов узким полоском показаны на рисунке 3.



а) б)

Рис 3. Измеренные оптическим методом зависимости амплитуды (а) и фазы (б) прецессии от магнитного поля

Измерения были сделаны с шагом 50 мкм при удалении от центра возбуждающего полоска. При этом фиолетовая кривая на Рис. 3 соответствует центру полоска. Видно, что амплитуда прецессии достаточно быстро спадает при удалении от полоска. Значения, измеряемые в данной конфигурации радиочастотным методом за счет изменения импеданса полоска дадут кривую близкую по форме к фиолетовой. Однако в данном случае радиочастотный метод будет весьма неинформативным. В частности, не будет зарегистрирован скачок фазы (см. красную кривую на Рис. 3б). При этом анализ показывает, что данный скачок соответствует разрушению БЭК в пленке вне области возбуждающего полоска.

Таким образом, нами разработана установка, позволяющая эффективно осуществлять исследования динамики намагниченности на сверхвысоких частотах.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ №19-12-00397. В.И. Белотелов и Г.А. Князев являются членами междисциплинарной научно-образовательной Школы МГУ «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина».

Список использованных источников

1. Arute F., Arya K., Babbush R. et al. Quantum supremacy using a programmable superconducting processor // Nature. – 2019. – N. 574. – P. 505–510 (2019).
2. Bunkov Y.M., Kuzmichev A.N., Safin T.R. et al. Quantum paradigm of the foldover magnetic resonance // Sci Rep. -2021. – N. 11. – P. 7673.
3. Borisenko I.V., Demidov V.E., Pokrovsky V.L., Demokritov S.O. Spatial separation of degenerate components of magnon Bose-Einstein condensate by using a local acceleration potential // arXiv:2003.12436. – 2020.
4. Белотелов В.И., Ветошко П.М., Князев Г.А. Сенсор магнитного поля на основе рассеяния Мандельштама-Бриллюэна / Патент на изобретение №2638918, от 18.11.2016. – М.: Роспатент, 2016.
5. Буньков Ю.М., Алакшин Е.М., Газизулин Р.Р., Клочков А.В., Кузьмин В.В. Обнаружение классической бозэ-эйнштейновской конденсации магнонов в твердотельных антиферромагнетиках // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – В. 94. – № 1. – С. 68–72.

УДК 537.632

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СЛОЁВ InAs:Fe, СФОРМИРОВАННЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ И ИМПУЛЬСНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ОТЖИГОМ

Ганьшина Е.А.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Голик Л.Л.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

Кунькова З.Э.

к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

Припеченков И.М.

магистр,
Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Руковишников А.И.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

Маркин Ю.В.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник,
Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязинский филиал

Аннотация. *Изучены спектральные, температурные и магнитополевые зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК), а также оптические свойства слоёв InAs:Fe, полученных ионной имплантацией и последующим отжигом лазерными импульсами с различной энергией. Установлено, что слой, сформированный при минимальной энергии отжига (0,1 Дж/см$^{-2}$), представляет собой неоднородный разбавленный магнитный полупроводник (РМП) (In,Fe)As с температурой Кюри ≈200 К. Увеличение энергии лазерного импульса приводит к изменению формы спектра ЭЭК, обусловленному ростом вклада включений Fe.*

Ключевые слова: *РМП, (In,Fe)As, экваториальный эффект Керра, эллипсометрия*

MAGNETO-OPTICAL SPECTROSCOPY OF InAs:Fe LAYERS PREPARED BY ION IMPLANTATION AND PULSED LASER ANNEALING

Gan'shina E.A.

Dr.Sc., Leading Researcher,
Department of Physics,
Lomonosov Moscow State University

Golik L.L.

Dr.Sc., Leading Researcher,
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,
Russian Academy of Sciences

Kun'kova Z.E.

Ph.D., Leading Researcher,
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,
Russian Academy of Sciences

Pripechenkov I.M.

master,
Department of Physics,
Lomonosov Moscow State University

Rukovishnikov A.I.

Ph.D., Senior Researcher,
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,
Russian Academy of Sciences

Markin Yu.V.

Ph.D., Senior Researcher,
Kotel'nikov Institute of Radioengineering and Electronics, Fryazino Branch,
Russian Academy of Sciences

Annotation. *We studied the spectral, temperature and magnetic field dependences of the transversal Kerr effect (TKE), as well as the optical properties of InAs:Fe layers obtained by ion implantation and subsequent annealing by laser pulses with different energies. It was found that the layers prepared at the minimum annealing energy (0.1 J/cm^{-2}) represent an inhomogeneous diluted magnetic semiconductor (DMS) (In,Fe)As containing ferromagnetic phase with Curie temperature of ≈200 K. An increase in the laser pulse energy leads to a change in the TKE spectrum shape because of a rise in the Fe inclusions contribution.*

Keywords: *DMS, (In,Fe)As, transversal Kerr effect, ellipsometry*

УДК 537.632

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) являются базовыми материалами полупроводниковых устройств следующего поколения. Практическая реализация таких устройств требует, чтобы температура Кюри (T_C) РМП заметно превышала комнатную. РМП (A^3,Mn)B5, интенсивно исследовавшиеся на протяжении последних трёх десятилетий, не нашли практического применения, так как их T_C ниже комнатной температуры ($T_{ком}$), растворимость Mn в полупроводниках A^3B^5 довольно низкая, и атомы Mn, внедрённые в катионные узлы A^3B^5, являясь акцепторами, не позволяют получать проводимость *n*-типа. В последнее время большое внимание уделяется полупроводникам A^3B^5, легированным Fe. В них замещающие атомы Fe могут находиться в изовалентном Fe^{3+} состоянии, не поставляющем в систему носители заряда, и это позволяет формировать РМП *n*-типа. Низкотемпературной молекулярно-лучевой эпитаксией (ЛТ-МЛЭ) были получены легированные Be слои (In,Fe)As, представляющие собой ферромагнитный РМП *n*-типа с T_C до70 K [1]. Недавно в ЛТ-МЛЭ пленках (In,Fe)As:Be, выращенных на вицинальных подложках GaAs(001) с использованием методов спинодального разложения и Fe дельта-легирования, был реализован комнатнотемпературный ферромагнетизм [2]. Слои РМП (In,Fe)As получены также методом

ионной имплантации с последующим импульсным лазерным отжигом (ИИ+ИЛО) [3]. Ненулевая индуцированная полем намагниченность обнаружена в них при $T_{ком}$. Однако вблизи их поверхности возможно присутствие включений Fe, поэтому высокотемпературный ферромагнетизм таких образцов нуждается в подтверждении и дальнейшем изучении.

В работе методами магнитооптической и оптической спектроскопии исследовались ИИ+ИЛО слои InAs:Fe, полученные в Ion Beam Center при Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. Ионы Fe с энергией 100 кэВ и флюенсом 1×10^{16} см$^{-2}$ имплантировались в пластины InAs(001). Действие лазерного импульса с длиной волны 308 нм и длительностью 28 нс вызывало плавление и последующую рекристаллизацию слоёв. Исследованные образцы получены при варьировании энергии импульса: для образцов №1–№4 плотность энергии в импульсе составляла 0,1; 0,2; 0,3 и 0,4 Дж/см$^{-2}$, соответственно. Толщина сформированных слоёв ≈80 нм. Информация о технологии, методах и результатах характеризации аналогичных образцов содержится в [3].

Магнитооптические свойства слоёв изучались в геометрии экваториального эффекта Керра (ЭЭК). Измерялась величина $\delta = [I(H) - I(-H)] / 2I(0))$, где I(H) и I(0) – интенсивности отраженного света p-поляризации в присутствии и отсутствии магнитного поля, соответственно. Спектры δ(E) записывались в диапазоне энергий E = 1,5–3,8 эВ в магнитных полях до 3,5 кЭ в температурном диапазоне T = 15–295 K. При фиксированных энергиях измерялись температурные, δ(T), и магнитополевые, δ(H), зависимости ЭЭК. Спектры эллипсометрических параметров записывались при $T_{ком}$ в диапазоне E = 1,24–4,5 эВ. По данным эллипсометрии вычислялись спектры псевдодиэлектрической функции образцов, $\langle\varepsilon\rangle = \langle\varepsilon_1\rangle + i\langle\varepsilon_2\rangle$. В полученных спектрах $\langle\varepsilon_2\rangle$(E) хорошо выражены полосы в области переходов в критических точках зонной структуры исходного полупроводника InAs, подтверждающие сохранение кристаллической структуры InAs во всех образцах.

При $T_{ком}$ от всех образцов детектировались слабые сигналы ЭЭК, причём наименьшим был отклик образца №1. При понижении температуры сигналы ЭЭК усиливались. На рис. 1 показан спектр δ(E) образца №1 при T = 20 K, а на вставках – (а) зависимость δ(T), измеренная для E = 1,81 эВ, H = 3,5 кЭ; (б) зависимость δ(H) для E = 1,91 эВ, T = 20 K. Характер зависимостей δ(H) и δ(T) указывает на присутствие в образце №1 ферромагнитной (ФМ) фазы. Экстраполяция участка резкого роста на кривой δ(T) до пересечения с осью абсцисс даёт оценку $T_C \approx 200$ K. На кривой δ(H) наряду с ФМ вкладом хорошо выражена парамагнитная компонента. В спектре δ(E) образца №1 присутствует характеристическая структура I+II в области переходов E_1 (E = 2,608 эВ) и $E_1+\Delta_1$ (E = 2,857 эВ) в L точке зонной структуры исходного полупроводника InAs. Энергии E_1 и $E_1+\Delta_1$ переходов отмечены на рис. 1 пунктирными линиями. В спектре присутствует также полоса III, которая ранее наблюдалась в ЭЭК спектрах ФМ слоёв (In,Mn)As [4]. Наличие в спектре ЭЭК этих особенностей свидетельствуют о том, что ФМ фазой в образце №1 является (In,Fe)As. Доля ФМ фазы (In,Fe)As в образце №1 незначительна, так как сигнал ЭЭК примерно в 40 раз слабее, чем от образца $In_{1-x}Mn_xAs$ с невысоким для РМП и близким к однородному легированием (x = 0.069) [4]. Малость сигнала ЭЭК от образца №1 согласуется с данными [3], где ФМ фаза обнаружена в форме кристаллографически ориентированных нанопластин (In,Fe)As, занимающих небольшую часть объёма рекристаллизованного слоя. Слаболегированная матрица слоя является источником парамагнитного вклада, наблюдаемого на кривой δ(H).

Спектры ЭЭК образцов №2–№4, полученных при большей энергии лазерного импульса, подобны по форме и существенно отличаются от спектра образца №1. На рис. 1 показаны зависимости δ(E) одного из образцов, №4, и плёнки Fe (толщиной 100 нм) с уменьшенными в 30 раз значениями δ_{Fe}. Из сравнения этих зависимостей следует, что спектр образца №4, представляющий собой широкую полосу положительной полярности, формируется в основном включениями железа. Вместе с тем в спектрах ЭЭК образцов №2–№4, записанных при разных углах падения, в разной степени проявляются более слабые особенности

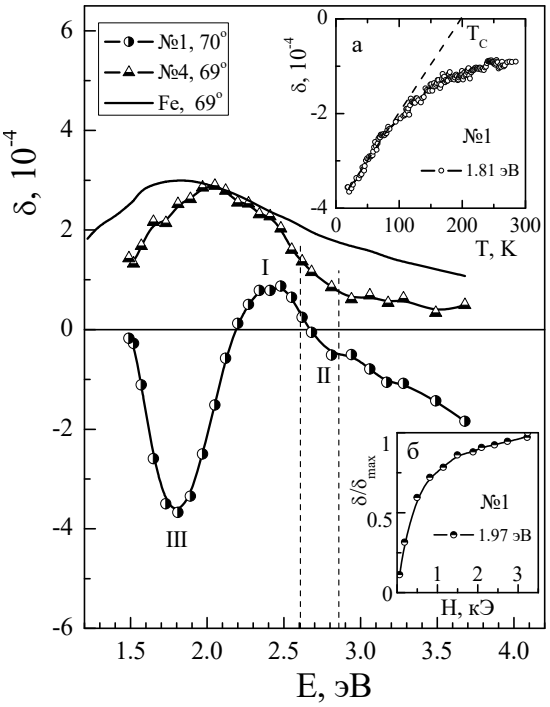


Рис. 1. Спектры ЭЭК образцов №1 и №4, а также спектр плёнки Fe толщиной 100 нм (значения δ_{Fe} уменьшены в 30 раз). На вставках: а – зависимость δ(T); б – зависимость δ(H) образца №1.

в области E_1 и $E_1+\Delta_1$ переходов в InAs. Их наличие указывает на присутствие в этих образцах ФМ фазы (In,Fe)As. Следовательно, спектры ЭЭК образцов №2–№4 являются суперпозицией вкладов от включений Fe и (In,Fe)As. Преобладание вклада железа в спектрах ЭЭК образцов №2–№4 свидетельствует об усилении диффузии атомов Fe к поверхности слоёв при увеличении энергии лазерного импульса. Присутствие в образцах №2–№4 включений железа проявляется также в росте значений $<\varepsilon_2>$ в области энергий $E < 2$ эВ, где поглощение полупроводниковой матрицы резко уменьшается.

Выполненные исследования магнитооптических и оптических свойств слоёв InAs:Fe, сформированных ионной имплантацией и последующим импульсным лазерным отжигом, показали, что слой, сформированный при минимальной энергии отжига (0,1 Дж/см$^{-2}$), является неоднородным разбавленным магнитным полупроводником и представляет собой слаболегированную парамагнитную матрицу, содержащую локальные сильнолегированные области (In,Fe)As с температурой Кюри ≈200 К. Увеличение энергии лазерного импульса приводит к изменению формы спектра экваториального эффекта Керра, обусловленному ростом вклада включений Fe.

Авторы благодарны Др. S. Zhou и Др. Ye Yuan за предоставленные образцы РМП.

Список использованных источников:

1. Hai P.N., Anh L.D., Mohan S., Tamegai T., Kodzuka M., Ohkubo T., Hono K., Tanaka M. Growth and characterization of n-type electron-induced ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As // Applied Physics Letters. – 2012. – v. 101. – P. 182403-1–182403-5.

2. Hai P.N., Yoshida M., Nagamine A., Tanaka M. Inhomogeneity-induced high temperature ferromagnetism in n-type ferromagnetic semiconductor (In,Fe)As grown on vicinal GaAs substrates // Japanese Journal of Applied Physics. – 2020. – v. 59. – P. 063002-1–063002-8.

3. Yuan Ye, Hübner R., Birowska M., Xu Ch., Wang M., Prucnal S., Jakiela R., Potzger K., Böttger R., Facsko S., Majewski J.A., Helm M., Sawicki M., Zhou S., Dietl T. Nematicity of correlated systems driven by anisotropic chemical phase separation // Physical review materials. – 2018. – v. 2. – P. 114601-1–114601-14.

4. Gan'shina E.A., Golik L.L., Kun'kova Z.E., Zykov G.S., Rukovishnikov A.I., Markin Yu.V. Magnetic Inhomogeneity Manifestations in the Magneto-Optical Spectra of (In-Mn)As Layers // IEEE Magnetic Letters. – 2020. – v. 11. – 2502105 (5pp.).

УДК 537.632

СИНТЕЗ И МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОДИСКОВ α-Fe_2O_3-rGO

Дубовик А.Ю.
старший научный сотрудник, Национальный исследовательский университет ИТМО
Баранов М.А.
младший научный сотрудник, Национальный исследовательский университет ИТМО
Богданов К.В.
старший научный сотрудник, Национальный исследовательский университет ИТМО
Курилова А.В.
магистрант, Национальный исследовательский университет ИТМО

Аннотация. *Работа посвящена созданию нанокомпозитов гематит-оксид графена с помощью метода «мокрого смешивания». Серия характеристик, включая спектр комбинационного рассеяния, магнитного кругового дихроизма (МКД), сканирующую электронную микроскопию (СЭМ), показала, что наночастицы гематита с относительно однородным распределением по размерам могут быть инкапсулированы в слоях графена и способны формировать наноструктуры ядро-оболочка.*
Ключевые слова: *магнитный оксид графена, гематит, магнитный круговой дихроизм*

SYNTHESIS AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF ANTI-FERROMAGNETIC NANODISKS α-Fe_2O_3-rGO

Dubovik A.Yu.
Senior Research Fellow, National Research University ITMO
Baranov M.A.
Junior Research Fellow, National Research University ITMO
Bogdanov K.V.
Senior Research Fellow, National Research University ITMO
Kurilova A.V.
Master student, National Research University ITMO

Annotation. *The work is devoted to the creation of nanocomposites hematite-graphene oxide using the "wet mixing" method. A series of characteristics, including the spectrum of Raman scattering, magnetic circular dichroism (MCD), scanning electron microscopy (SEM), showed that hematite nanoparticles with a relatively uniform size distribution can be encapsulated in graphene layers and are capable of forming core-shell nanostructures.*
Keywords: *magnetic graphene oxide, hematite, magnetic circular dichroism*

Среди углеродистых материалов графен, монослой атомов углерода с sp^2-связями, обладает исключительной электро- и теплопроводностью, большой поверхностной площадью, пластичностью, химической стабильностью и т.д. Информация о том, что графен может обладать и магнитными свойствами появилась ещё в начале 2000-х годов [1-3]. Сразу отметим, что такие образцы должны обладать рядом дефектов, одни из которых могут привести и к люминесценции образца и/или спонтанной намагниченности. Но порожденные дефектами процессы крайне слабые. Одним из вариантов решения проблемы является комбинирование графена/ графеноподобных структур с другими материалами.

В свою очередь благодаря своим нетоксичным, коррозионно-стойким свойствам, термической стабильности гематит (ромбоэдрический Fe_2O_3) хорошо известный как магнитный полупроводник n-типа с шириной запрещенной зоны около 2,1 эВ, имеющий множество потенциальных применений в оптических, магнитных, электрохимических и каталитических исследованиях по сравнению с большинство других оксидов.

Примечательно, что некоторые физические и даже химическими свойствами таких нанокристаллов зависят от формы и ориентации роста [3]. Объединив восстановленный графен с наночастицами оксида железа, ожидаются изменения в электронных переходах системы, в магнитных, оптических и магнитооптических свойствах.

В данной работе рассмотрены два образца с покрытием близким к типу «ядро-оболочка», отличие которых заключается в способе подготовке прекурсора восстановленного оксида графена. Предполагалось, что при внесении образцов в магнитное поле по спектрам магнитного кругового дихроизма получится обнаружить электронные переходы углерода (магнитного графена), что сделать это не удалось, но было замечено изменение в перераспределении энергии между межзонными переходами железа.

Получение гексагональных пластин α-Fe_2O_3. Подробный синтез и его особенности изложены в статье [4]. Для изготовления гексагональных нанопластинок α-Fe_2O_3 0,28 г $FeCl_3$ $6H_2O$ растворяли в этаноле (10,0 мл) и воде (0,7 мл) при интенсивном перемешивании магнитной мешалкой. После того, как порошок растворился, не прерывая перемешивания, добавили 0,79 г ацетата натрия. После чего раствор приобрёл красный цвет. Смесь герметично закрыли в автоклаве из нержавеющей стали с тефлоновым покрытием (25 мл) и выдерживали при 180°C в течение 12 ч для сольвотермической кристаллизации.

После охлаждения до комнатной температуры образец промывали дистиллированной водой и этанолом несколько раз.

Процесс формирования композита α-Fe_2O_3-rGO проводили методом мокрого смешения [5]. В первом варианте синтеза (Далее - образец 1) брали заранее растворённый порошок восстановленного оксида графена (стабилизированный поли-натрий 4-стиролсульфонатом, с концентрацией 10 мг/мл, Aldrich, Германия) в массовом соотношении к нанопластинам оксида железа 1:1. Так на 40 мг нанопластин α-Fe_2O_3, растворённых в 10 мл этанола, брали 4 мл rGO. Полученную смесь интенсивно перемешивали при 60°C в течение 3 часов. После охлаждения до комнатной температуры промывали водой и этанолом.

Второй вариант синтеза (Далее - образец 2), заключался в использовании порошка восстановленного оксида графена (Aldrich, Германия) и изменении объёма растворителя. На 20 мг наночастиц гематита брали 20 мг порошка восстановленного оксида графена и 1 мл этанола. Полученную смесь так же интенсивно перемешивали при 60°C в течение 3 часов, охлаждали и промывали водой и этанолом.

Полученные образцы хранили в этаноле при комнатной температуре.

Результаты. Морфологию образцов α-Fe_2O_3-rGO исследовали с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) Merlin (Zeiss, Germany). На рис. 1 показаны изображения СЭМ а) исходных дисков гематита и б) покрытых оксидом графена вторым методом. Изображения доказывают, что в ходе синтеза получились гексагональные пластины по форме близкие к «нанотаблеткам» со средним диаметром 107 нм и толщиной – 26 нм.

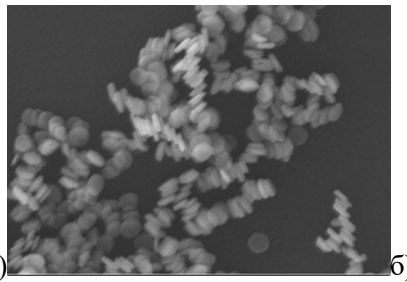
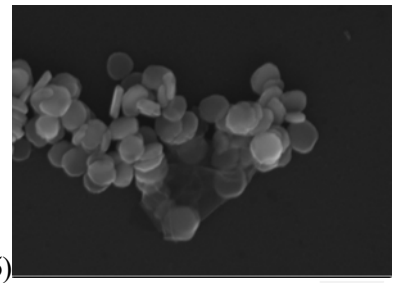
а)  б) 

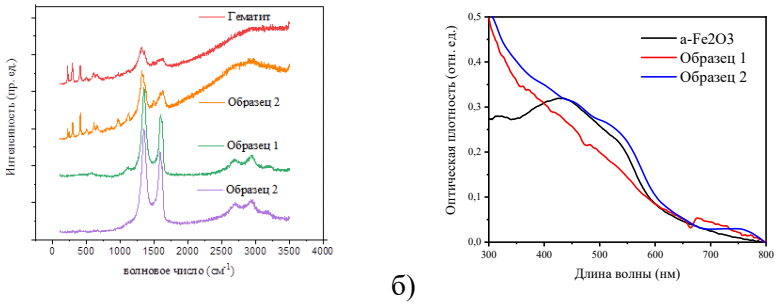
Рис. 1. СЭМ изображения а) нанодисков α-Fe_2O_3, б) композита α-Fe_2O_3-rGO. Шкала - 200 нм

На рисунке 1б видно, что покрытие графеном неоднородное (зонное), толщину которого трудно оценить данным методом. Предположительно, у образца 2 больше покрытых графеном областей, чем у образца 1.

На рисунке 2 в спектрах комбинационного рассеяния, полученных в диапазоне 100-3500 $см^{-1}$ (длина волны излучения лазера микро-Раман спектрометра InVia Renishaw с а×50 микролинзой Лейка составляла около 514 нм), образцы демонстрируют пики D: около 1347 $см^{-1}$ (обр. 1) и 1358 $см^{-1}$ (обр. 2); и пик G: около 1605 $см^{-1}$ (обр. 1) и 1587 $см^{-1}$ (обр. 2) - типичные для углеродных структур, что подтверждает наличие оксида графена в образцах.

Интенсивные 2D пики, возникший в образцах при 2667 см$^{-1}$ (обр. 1) и 2715 см$^{-1}$(обр. 2), соответствует обертону D пика [6].

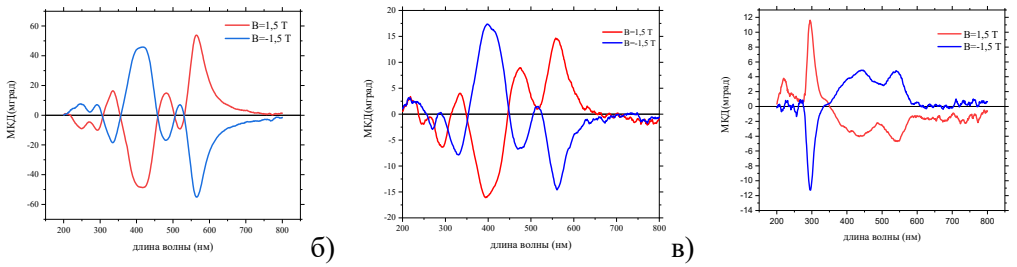
Спектры поглощения были измерены в диапазоне 300-800 нм на спектрофотометре Shimadzu UV3600 с помощью рассеивающей сферы. На рисунке 2б видно, что образцы обладают характерными для гематита полосами поглощения в диапазоне 400-550 нм. Но в коротковолновой области спектры поглощения образца 1, 2 продолжают демонстрировать рост, в отличие от исходного «ядра». В длинноволновой области спектра около 670 нм/ 1,9 эВ (обр. 1) и 760 нм/1,6 эВ (обр. 2) появляются дополнительные полосы, отсутствующие у исходных дисков.



а) б)

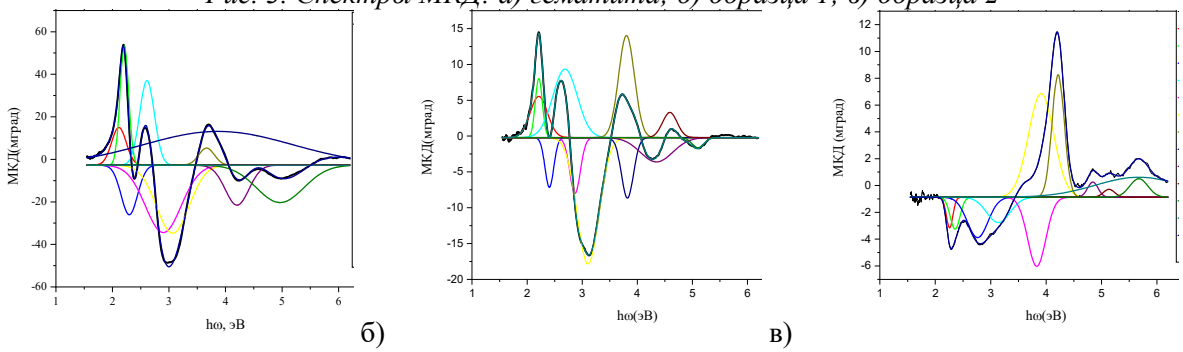
Рис. 2. Оптические спектры: а) комбинационного рассеяния; б) поглощения

Ещё одной характерной чертой гематита являются s-образные переходы на спектрах МКД (2,1-2,5 эВ), относящиеся к экситон-магнонным переходам. Спектры были измерены на спектрометре кругового дихроизма с приставкой MCD-581 для измерений в постоянном магнитном поле (±1,5 Т). В спектрах присутствует небольшая несимметричность относительно смены полярности поля, которую можно связать с осаждением образцов и особенностью работы прибора. Отличия рис.3а и 3б, возможно, связаны с тем, что исходные диски гематита сильно агрегируют между собой, образуя колонны, в образце 1 данный эффект снижается. Чтобы объяснить особенности спектров МКД образца 2, все спектры были аппроксимированы гауссианами (рис.4), результаты занесены в таблицу 1.



а) б) в)

Рис. 3. Спектры МКД: а) гематита; б) образца 1; в) образца 2



а) б) в)

Рис. 4. Разложение спектров МКД на функции Гаусса: а) гематита; б) образца 1; в) образца 2

В таблице 1 собраны переходы, которые были определены по спектрам (поглощения и магнитного кругового дихроизма), так как электронные переходы дефектного графена мало изучены предполагалось определить переходы иона Fe^{3+}, исходя из расчётов для плёнок магнитных силицидов Fe_3Si и Fe_5Si_3 [7], полагая, что механизм переходов из-за планарных особенностей системы будут схожи. «*» отмечены наиболее интенсивные переходы, курсивом указаны переходы, найденные по спектру поглощения, полужирным отмечены точки, в которых происходит расщепление уровней.

Таблица 1. Межзонные электронные переходы

Энергия перехода (экс), эВ			Предполагаемый м/з электронный переход [7]	hω, эВ	Энергия переноса заряда от лиганда к металлу, эВ [8,9]	hω, эВ
α-Fe_2O_3	Образец	Образец 2				
2.11 **1,68**	*1,83* **1,72**	*1,63* **2,06**	$E_{Fe(2)}\downarrow\rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$ $B_{Fe(1,2)}\uparrow\rightarrow D_{Fe(2)}\uparrow$ $D_{Fe(2)}\downarrow\rightarrow G_{Fe(2)}\downarrow$	1,71 1,71 1,68	$^6A_{1g}(^6S)\rightarrow{}^4T_{2g}(^4G)$	1,7
2,21* 2,29*	2,21 (*2,17*)	2,29 (*2,28*)	$B_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow F_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,2	$2(^6A_{1g}(^6S))\rightarrow 2(^4T_{1g}(^4G))$	2,2
2,42	2,40	2,53	$B_{Fe(2)}\uparrow\rightarrow E_{Fe(2)}\uparrow$	2,4		
2,61	2,68	2,76(*2,74*) **2,79**	$D_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,68	$2(^6A_{1g}(^6S))\rightarrow{}^4T_{1g}(^4G)+{}^4T_{2g}(^4G)$	2,6-2,9
2,90	2,87	2,96	$D_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow I_{Fe(1,2)}\downarrow$ $B_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow G_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,93 2,9	$^6A_{1g}(^6S)\rightarrow{}^4A_{1g}, {}^4E_g(^4G)$	2,9
3,07*(*3,02*)	3,11*	3,13(*3,18*)	$B_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow G_{Fe(1,2)}\downarrow$	2,9	$^6A_{1g}(^6S)\rightarrow{}^4T_{2g}(^4D)$	3,1
3,66	3,80	3,83(*3,72*)	$B_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$ $A_{Fe(1)}\downarrow\rightarrow F_{Fe(1)}\downarrow$	3,74 3,6	$^6A_{1g}(^6S)\rightarrow{}^4E_g(^4D)$	3,3-3,8
3,86 (*3,98*)	3,82	3,91	$B_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow I_{Fe(1,2)}\downarrow$	3,99	$2(^6A_{1g}(^6S))\rightarrow{}^4T_{1g}(^4G)+{}^4A_{1g}, {}^4E_g(^4G)$	3,95
4,20	-	4,2*(*4,21*)	$A_{Fe(1,2)}\uparrow\rightarrow D_{Fe(2)}\uparrow$	4	$2(^6A_{1g}(^6S))\rightarrow{}^4T_{2g}(^4D)+{}^4T_{1g}(^4G)$	
4,27	4,34	-	$A_{Fe(1)}\downarrow\rightarrow G_{Fe(1)}\downarrow$	4,3	$2(^6A_{1g}(^6S))\rightarrow {}^4E_g(^4D)+{}^4T_{1g}(^4G)$	
-	4,59	4,61	$A_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow H_{Fe(1,2)}\downarrow$	4,6	$2(^6A_{1g}(^6S))\rightarrow{}^4T_{2g}(^4G)+{}^4A_{1g}, {}^4E_g(^4G)$	
4,97(*4,87*)	5,1(*4,82*)	4,84	$A_{Fe(1,2)}\downarrow\rightarrow I_{Fe(1,2)}\downarrow$	4,96	$2(^6A_{1g}(^6S))\rightarrow {}^4T_{2g}(^4D)+{}^4T_{2g}(^4G)$	

Заключение. Нами были получены наночастицы ромбоэдрического оксида железа в форме гексагональных пластин с покрытием из листов восстановленного графена и исследована их морфология, магнитооптические и оптические свойства. Также была предпринята попытка охарактеризовать межзонные электронные переходы данного композита и найти их зависимость от поверхностных лигандов. Но из-за малоизученности вопроса о взаимодействии поверхности графена и гематита данные требуют дополнительных проверок.

Список использованных источников:

1. Yazyev O. V. Emergence of magnetism in graphene materials and nanostructures //Reports on Progress in Physics. – 2010. – Т. 73. – №. 5. – С. 056501.
2. Chen D. et al. One-pot synthesis of hematite@graphene core@shell nanostructures for superior lithium storage //Nanoscale. – 2013. – Т. 5. – №. 20. – С. 9684-9689.
3. Sarkar S. K. et al. Magnetic properties of graphite oxide and reduced graphene oxide //Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures. – 2014. – Т. 64. – С. 78-82.
4. Chen L. et al. Continuous shape-and spectroscopy-tuning of hematite nanocrystals //Inorganic chemistry. – 2010. – Т. 49. – №. 18. – С. 8411-8420.
5. Mufida R. Y., Kusumawati D. H. The Effect of Addition Fe_3O_4 on the rGO/Fe_3O_4 Composite on Glucose Biosensor Performance //Journal of Physics: Conference Series. – IOP Publishing, 2020. – Т. 1491. – №. 1. – С. 012059
6. Lyubutin I. S. et al. Synthesis and characterization of graphene modified by iron oxide nanoparticles //Materials Chemistry and Physics. – 2018. – Т. 219. – С. 411-420.
7. Варнаков С. Н. Закономерности формирования фаз и свойства магнитных силицидов переходных металлов в планарных наноструктурах металл/кремний.
8. Sherman D. M., Waite T. D. Electronic spectra of Fe^{3+} oxides and oxide hydroxides in the near IR to near UV //American Mineralogist. – 1985. – Т. 70. – №. 11-12. – С. 1262-1269
9. Ivantsov R. et al. Magnetic circular dichroism in the canted antiferromagnet α-Fe2O3: Bulk single crystal and nanocrystals //Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2020. – Т. 498. – С. 166208.

Хотим выразить особую благодарность Алексею Эдуардовичу Соколову (Красноярск, СО РАН) за консультации касательно физических свойств магнитных наночастиц; Министерству науки и высшего образования, госзадание №2019-1080.

УДК 537.623

ИНТЕРФЕЙСНАЯ НАМАГНИЧЕННОСТЬ ИОНОВ Nd^{3+} В НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ YIG / NdGG(111)

Кричевцов Б.Б.

д.ф.м.н., в.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Телегин А.В.

к.ф.м.н., в.н.с., ИФМ УрО РАН

Лобов И.Д.

д.ф.м.н., с.н.с., ИФМ УрО РАН

Коровин А.М.

м.н.с. ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Соколов Н.С.

д.ф.м.н., г.н.с., ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Аннотация. *Исследованы полевые и спектральные зависимости полярного эффекта Керра (PMOKE) в структурах YIG / NdGG(111), полученных методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии. Полевые зависимости PMOKE представляют собой комбинацию линейных по магнитному полю зависимостей, обусловленных эффектом Фарадея в подложке NdGG, и зависимостей, отражающих поведение насыщающейся с полем намагниченности YIG. В области (1-5) eV спектральная зависимость линейного по полю вклада в PMOKE содержит ряд узких полос парамагнитной формы, совпадающих с полосами поглощения ионов неодима в NdGG. Спектральная зависимость насыщающегося с полем вклада показывает поведение, характерное для YIG, но в тоже время имеет особенности в области полос Nd^{3+}. Изменения показателя преломления $N = n + ik$ подложки NdGG в области полос поглощения иона Nd^{3+} малы и не дают возможности объяснить эти особенности. Это позволяет предположить присутствие в области интерфейса намагниченности ионов Nd^{3+}, индуцированной намагниченностью YIG.*

Ключевые слова: *магнитные наноструктуры, полярный эффект Керра, интерфейсные явления, железоиттриевый гранат, неодимгаллиевый гранат*

INTERFACE MAGNETIZATION OF NEODIMIUM IN YIG / NdGG(111) NANOHETEROSTRUCTURES

Krichevtsov B.B.

Dr.Sc., Leading researcher, Ioffe Institute

Korovin A.M.

Junior researcher , Ioffe Institute

Telegin A.V.

Dr., Leading researcher, IMP UB RAS

Lobov I.D.

Dr.Sc., Senior researcher, IMP UB RAS

Sokolov N.S.

Dr. Sc., Principal researcher, Ioffe Institute

Annotation. *The field and spectral dependences of polar Kerr effect (PMOKE) in YIG / NdGG (111) nanoheterostructures prepared by laser molecular beam epitaxy were studied. The field dependence of PMOKE is a combination of linear in the magnetic field dependence, caused by the Faraday effect in the NdGG substrate, and dependence saturating in magnetic field, reflecting the behavior of the magnetization of YIG. In the region of photon energy (1 -5) eV, the spectral dependence of linear in magnetic field contribution to PMOKE contains a number of narrow bands of a paramagnetic shape that coincide with the absorption bands of neodymium in NdGG. The spectral dependence of the field-saturable contribution reflects the behavior of PMOKE in YIG and also has features in the region of the Nd bands. The changes in the refractive index N = n + ik of the NdGG substrate in the region of the absorption bands of the Nd^{3+} ion are small and make it impossible to explain these features. This suggests the presence in the interface region of the magnetization of Nd^{3+} ions induced by the magnetization of YIG.*

Keywords: *magnetic nanostructures, polar Kerr effect, interface phenomena, yttrium iron garnet, neodymium gallium garnet.*

Одним из наиболее важных аспектов при исследовании магнитных пленочных наноструктур является изучение структурных и магнитных свойств интерфейсов, поскольку именно они во многом определяют свойства наноразмерных магнитных слоев, совершенство их кристаллической структуры, присутствие в них напряжений, магнитную анизотропию, ориентацию магнитного момента, динамику намагниченности и т.п. Для исследования интерфейсов применяются XRD методы с использованием синхротронного излучения, рефлектометрии спин-поляризованных нейтронов (PNR), электронной микроскопии (SEM), магнитооптические (MO) методы в оптическом и рентгеновском диапазоне (XMCD, XMLD). Присутствие интерфейсного парамагнитного слоя, связанного диффузией ионов Gd^{3+} в структурах YIG / GGG было показано с помощью PNR [1], спин-Холл магнитосопротивления и XMCD [2], а также магнитооптической спектроскопии [3]. В представленной работе обнаружено проявление интерфейсной намагниченности, связанной с ионами Nd^{3+}, в магнитооптических спектрах полярного эффекта Керра в структурах YIG / NdGG(111). Одним из оснований для проведения исследований послужило наблюдение в структурах YIG / NdGG неожиданно больших квадратичных по намагниченности явлений, в геометрии продольного эффекта Керра, и их сильной температурной зависимости, указывающих на возможное проявление вклада интерфейсного слоя [4].

Наноструктуры YIG / NdGG приготавливались методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии. Для получения атомарно гладкой поверхности перед выращиванием подложки NdGG(111) отжигались на воздухе в течении 3 часов при 1000° С. Для абляции мишени ЖИГ использовался эксимерный KrF лазер COMPEX 201 (248 нм). Температура подложки NdGG в процессе роста выбиралась в диапазоне 500 - 850° С. Картина дифракции электронов высоких энергий, показанная на рис. 1a, и изображение, полученное методом атомно-силовой микроскопии (АСМ), рис. 1b, подтверждают, что выращенные пленки YIG / NdGG(111) толщиной 35 нм являются эпитаксиальными и имеют атомарно гладкую поверхность.

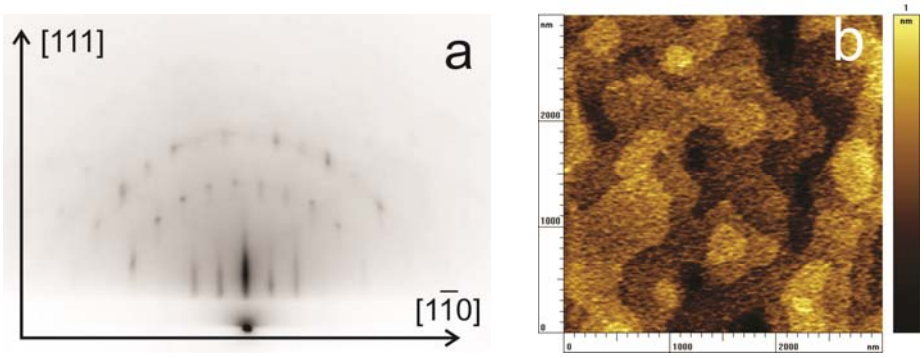


Рис. 1. (a) картина ДБЭ (in-situ), (b) изображение АСМ поверхности гетероструктуры YIG / NdGG(111), измеренные на образце # 2, (Tgr = 700°C, d = 35 нм),

Спектральные и полевые зависимости *полярного эффекта Керра* PMOKE в структурах *YIG / NdGG(111)* измерялись в диапазоне энергий фотонов E_{ph} = 1 – 4.5 эВ и магнитного поля *H* от -12 до 12 kOe при T = 294 K на установке, описанной в [5].

При величине магнитного поля *H* > 1 kOe PMOKE линейно зависит от *H*, что связано с проявлением эффекта Фарадея в подложке *NdGG* за счет отражения света от задней грани (Рис.2a). Спектральная зависимость линейного по магнитному полю вклада в PMOKE (Рис.2b) содержит ряд узких полос, связанных с линиями поглощения в ионах Nd^{3+} (Рис.2c).

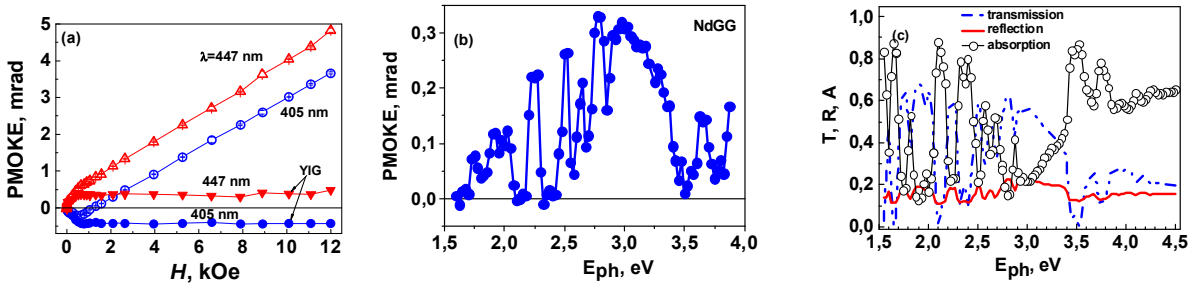


Рис. 2. (a) Полевые зависимости PMOKE в структуре YIG / NdGG на длинах волн λ = 447 nm и 405 nm (незаполненные символы). Заполненные символы получены после вычитания линейного по H вклада. (b) Спектральная зависимость линейного по H вклада при H = 1 kOe. (c) Спектры пропускания T, отражения R и поглощения 1-R-T в подложке NdGG.

Спектральная зависимость вклада в PMOKE, отражающего полевую зависимость намагниченности YIG в структуре *YIG / NdGG*, в области E_{ph} = *(1.5 – 3) eV*, представлена на Рис.3a. Для сравнения приведены спектры PMOKE для подложки *NdGG* при *H = 1 kOe* (Рис. 3b) и структуры *YIG / GGG(111)*, не содержащей ионов Nd^{3+}.

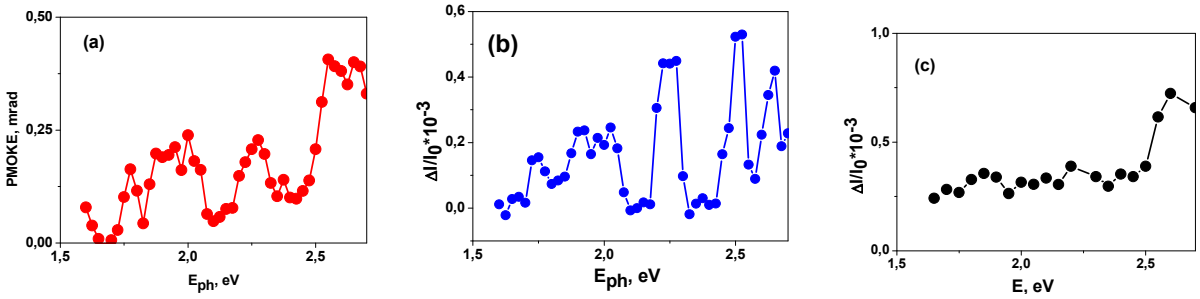


Рис. 3. (a) Спектральная зависимость PMOKE, насыщающегося при H ~ 1 kOe, в структуре YIG / NdGG. (b) Спектральная зависимость линейного по H вклада при H = 1 kOe в подложке NdGG. (c) Спектр PMOKE пленки YIG в структуре YIG / GGG(111).

Спектр насыщающегося с полем вклада в PMOKE в структуре *YIG / NdGG* (отражающий

поведение намагниченности YIG) содержит полосы при E_{ph} = 2.15 и 2.3 eV, которые проявляются также в линейном по полю спектре PMOKE подложки *NdGG*. Одной из причин такого поведения может быть зависимость магнитооптического параметра, описывающего величину полярного эффекта Керра, от комплексного показателя преломления подложки $N = n + ik$, который может иметь особенности в области полос поглощения ионов Nd^{3+}. Другой причиной может быть присутствие в интерфейсной области магнитного слоя, обменно-связанного с ионами Nd^{3+}, намагниченность которого изменяется с полем также, как намагниченность YIG. Как показали эллипсометрические измерения, величина *N* в *NdGG* в области полос поглощения меняется менее, чем на 5%, что не может объяснить наблюдаемое поведение PMOKE. Это свидетельствует в пользу того, что в структурах *YIG / NdGG* в области интерфейса существует тонкий слой, в котором происходит взаимная диффузия ионов Fe^{3+}, Ga^{3+}, Gd^{3+}, и проявляется обменное взаимодействие между ионами Nd^{3+} и Fe^{3+}.

Работа частично выполнена в рамках гос.задания №АААА-А18-118020290104-2 по теме «Спин».

Список использованных источников:

1. Mitra A., Cespedes O., Ramasse Q., Ali M., Marmion S., Ward M., Brydson R. M. D., Kinane C. J., Cooper J. F. K., Langridge S., Hickey B. J. Interfacial Origin of the Magnetisation Suppression of Thin Film Yttrium Iron Garnet / Scientific Reports. – v.7.– 2017. – p.11774.
2. Gomez-Perez J.M., Vélez S., McKenzie-Sell L., Amado M., Herrero-Martín J., López-López J., Blanco-Canosa S., Hueso L.E., Chuvilin A., Robinson J.W.A., Casanova F. Synthetic Antiferromagnetic Coupling Between Ultrathin Insulating Garnets/ Phys. Rev. Applied – v.10.– 2018. – p. 044046.
3. Liskova Jakubisova E., Visnovsky S., Chang H., Wu M. Interface effects in nanometer-thick yttrium iron garnet films studied by magneto-optical spectroscopy/ Appl. Phys. Lett. – v.108.– 2016. – p. 082403.
4. Krichevtsov B.B., Bursian V. E., Gastev S.V., Korovin A. M. , Lutsev L., Suturin S., Mashkov K., Volkov M. P., Sokolov N.S. Substrate induced magnetic anisotropies and magneto-optical response in YIG nanosized epitaxial films on NdGG(111)/ arXiv:1901.10800
5. Lobov I.D., Kirillova M.M., Maevskii V.M., Romashev L.N. Magnetooptic Effects in Antiferromagnetic Chromium/ J. Exp. Theor. Phys. v.105. – 2007. – pp.816-823.

Эллипсометрические исследования проводились с использованием оборудования уникальной научной установки «Физика, химия и механика кристаллов и тонких пленок» ФГУП ИПМаш РАН (Санкт-Петербург).

УДК 537.9

КАК ОЦЕНИТЬ ВЕЛИЧИНУ МАГНИТООПТИЧЕСКОГО ПАРАМЕТРА ФЕРРОМАГНЕТИКА ПО МАГНИТОЭЛЛИПСОМЕТРИЧЕСКИМ ИЗМЕРЕНИЯМ

Максимова О. А. [1, 2]

к.ф.-м.н.,

[1] младший научный сотрудник,
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН;

[2] старший преподаватель, Сибирский федеральный университет

Овчинников С. Г. [1, 2]

д.ф.м.н.,

[1]руководитель научного направления "Магнетизм",

Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН;

[2] профессор, заведующий кафедрой, Сибирский федеральный университет

Лященко С. А.

к.ф.-м.н., научный сотрудник,
Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук - обособленное подразделение ФИЦ КНЦ СО РАН;

Аннотация. *Представлены результаты исследования, направленного на расчет величины магнитооптического параметра Q, определяющего магнитооптические свойства ферромагнетика и входящего в недиагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости, по данным спектральных магнитоэллипометрических измерений.*

Ключевые слова: *магнитооптический параметр, магнитоэллипсометрия, ферромагнетик, комплексный показатель преломления*

HOW TO ESTIMATE THE VALUE OF MAGNETO-OPTICAL PARAMETER FOR FERROMAGNETIC MATERIALS FROM MAGNETO-ELLIPSOMETRY MEASUREMENTS

Maximova O. A. [1, 2]

PhD,

[1] Junior researcher, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

2 Senior lecturer, Siberian Federal University

Ovchinnikov S. G. [1, 2]

Dr.Sc.

[1] Head of the scientific direction "Magnetism", Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

[2] Professor, head of department, Siberian Federal University

Lyaschenko S. A.

PhD, Researcher,

Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC Siberian Branch Russian Academy of Sciences

Annotation. *This paper is to report about the results of the research aimed at the calculation of the magneto-optical parameter Q, which defines magneto-optical properties of the ferromagnetic materials and is included into off-diagonal components of the dielectric tensor, from magneto-ellipsometry data.*

Keywords: *magneto-optical parameter, magneto-ellipsometry, ferromagnetic, complex reflection coefficient*

В связи с миниатюризацией устройств и использованием в промышленности многослойных магнитных наноструктур, актуальным является развитие неразрушающих методов контроля параметров получаемых образцов. При этом исследователю и особенно технологу при получении материалов и отработке воспроизводимой технологии синтеза необходимо оценить, какими магнитооптическими свойствами обладает получаемая структура. Для этого можно рассчитать величину магнитооптического параметра, с помощью которого можно рассчитать все магнитооптические эффекты, например, эффекты Керра, Фарадея, магнитный круговой дихроизм [1].

Магнитоэллипсометрия является одним из неразрушающих методов, который широко используется для исследования оптических и магнитооптических параметров магнитных материалов[2], исследования ферромагнитного гистерезиса [2], определения электронной структуры, а также кристаллографической ориентации и направления намагниченности [3]. Данный метод позволяет определять все компоненты тензора диэлектрической проницаемости [4], одним из множителей недиагональных компонент которого является магнитооптический параметр Q. Рассмотрим, как его рассчитать по данным магнитоэллипсометрии.

При проведении эксперимента для каждой длины волны в исследуемом спектральном диапазоне можно получить четыре измеряемых параметра: ψ и Δ, измеряемые без приложения внешнего магнитного поля, $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ – при приложении внешнего магнитного поля, например, в установке [5] эти измерения соответствуют геометрии экваториальному магнитооптическому эффекту Керра. Соответственно, максимальное число определяемых параметров – четыре. Поскольку интерес представляет величина магнитооптического параметра, являющегося комплексной величиной $Q=Q_1-iQ_2$, то его расчет включает в себя расчет двух вещественных чисел Q_1 и Q_2. Так как при расчете магнитооптического параметра необходимо знать величину комплексного коэффициента преломления N_1, то в случае оптически изотропной среды третьим и четвертым рассчитываемыми параметрами автоматически становятся вещественный коэффициент преломления n_1 и показатель поглощения k_1, связанные с комплексным коэффициентом преломления выражением

$$N_1 = n_1 - ik_1 \tag{1}$$

При описании образца моделью однородной полубесконечной среды [6] коэффициенты n_1 и k_1 определяются по данным эллипсометрических измерений, проводимых без приложения магнитного поля, выражением

$$N_1 = N_0 \sin\varphi_0 \sqrt{1 + \tan^2\varphi_0 \left(\frac{1 - \tan\psi \exp(i\Delta)}{1 + \tan\psi \exp(i\Delta)} \right)^2} \tag{2}$$

Экспериментально показано, что при проведении магнитоэллипсометрических измерений $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ обычно много меньше, чем сами ψ и Δ, а также известно, что величина магнитооптического параметра много меньше единицы [7]. Тогда для расчета Q мы предлагаем разложить $\delta\psi$, $\delta\Delta$ в ряд по малым параметрам, представляющим собой отношения магнитной части комплексного коэффициента отражения R_p к немагнитной (один параметр – отношения реальных частей, второй – отношения мнимых частей комплексного коэффициента отражения R_p). Опуская детальные математические выкладки, запишем итоговую полученную нами формулу для вычисления магнитооптического параметра в приближении изотропности исследуемой среды [8]:

$$Q_1 - iQ_2 = \frac{N_0^2 \cos^2\varphi_1 - N_1^2 \cos^2\varphi_0}{N_0^2 \sin(2\varphi_0)} \left(\delta\Delta - i\,\delta\psi \frac{1 + \tan^2\psi}{\tan\psi} \right) \tag{3}$$

Как видно, для оценки величины магнитооптического параметра достаточно знать угол падения света на образец φ_0 (отсчитывается от нормали к плоскости отражения), угол преломления света φ_1, связанный с углом падения через закон Снелла, ψ, Δ, $\delta\psi$ и $\delta\Delta$ на исследуемой длине волны, а также комплексный коэффициент преломления внешней среды N_0.

В случае одноосной оптической анизотропии, при которой компонента комплексного коэффициента преломления N_x вне плоскости образца отличается от внутриплоскостных компонент N_y=N_z , а внешнее магнитное поле приложено вдоль оси z (т.е. при реализации конфигурации экваториального магнитооптического эффекта Керра), формула для вычисления магнитооптического параметра исследуемой среды усложняется и приобретает вид:

$$Q_1 - iQ_2 = \frac{N_0^2 \cos^2\varphi_{tp} - N_z^2 \cos^2\varphi_0}{2N_z \cos\varphi_0 \sin\varphi_{tp} \left(N_0 - N_z \cos\varphi_0 \cos\varphi_{tp} \left(1 - N_z^2 / N_x^2 \right) \right)} \left(\delta\Delta - i\,\delta\psi \frac{1 + \tan^2\psi}{\tan\psi} \right) \tag{4}$$

где выражение для косинуса угла преломления света в среде φ_{tp} определяется по формуле [9]

$$\cos\varphi_{tp} = \sqrt{1 - \frac{N_0^2 \sin^2\varphi_0}{N_x^2}} \tag{5}$$

Выражения (3, 4) можно использовать как критерий для быстрой оценки воспроизводимости магнитооптических свойств синтезируемых магнитных наноструктур при *in situ* измерениях в сверхвысоковакуумной ростовой камере, а также для изучения магнитооптических свойств образцов, в том числе тонкопленочных структур и MAX-материалов. С уменьшением толщины исследуемой отражающей структуры необходимо использовать более сложные магнитооптические модели и проводить численные расчеты для решения обратной задачи магнитоэллипсометрии, при этом важно правильно задать начальную точку, роль которой при поиске значений Q как раз может выполнять полученное выражение (3) для оптически изотропных образцов и (4) для образцов с оптической одноосной анизотропией.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №21-12-00226, https://rscf.ru/project/21-12-00226/ .

Список использованных источников:

1 Шалыгина Е.Е., Зубов В.Е., Шапаева Т.Б. Линейные магнитооптические эффекты в ферромагнетиках в отраженном свете. Спецпрактикум Кафедры Магнетизма.– М.: Московский Государственный Университет Имени М.В.Ломоносова, Физический Факультет, 2014. – 19 с.

2 Nederpel P. Q. J., Martens J. W. D. Magneto-optical ellipsometer // Review of Scientific Instruments. – 1985. – V. 56. – P. 687.

3 Hoffmann M. A, Sharma A., Matthes P., Okano Sh., Hellwig O., Ecke R., Zahn D. R T, Salvan G., Schulz S. E. Spectroscopic ellipsometry and magneto-optical Kerr effect spectroscopy study of thermally treated Co60Fe20B20 thin films // Journal of Physics: Condensed Matter. – 2020. – V. 32. – Number 5. –P. 055702.

4 Lyaschenko S., Maximova O., Shevtsov D., Varnakov S., Tarasov I., Wiedwald U., Rosen J., Ovchinnikov S., Farle M. Optical and magneto-optical properties of epitaxial Mn2GaC MAX phase thin film // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2021. – V. 528. – P.167803.

5 Maximova, O. A., Kosyrev N. N., Yakovlev I. A., Shevtsov D. V., Lyaschenko S. A., Varnakov S. N., Ovchinnikov S. G. Magneto-ellipsometry as a powerful technique for investigating magneto-optical structures properties // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. — 2017. — Vol. 440. — P. 153.

6 Аззам, Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет.— М.: Мир, 1981.— 583 с.

7 Соколов, А. В. Оптические свойства металлов. — М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1961.—464 с.

8 Maximova O., Ovchinnikov S., Lyaschenko S. Analytical calculation of dielectric permittivity tensor from magneto-optical ellipsometry measurements // IOP Publishing. – 2021. – in press.

9 Fujiwara, H. Spectroscopic Ellipsometry Principlesand Applications. — Chichester, United Kingdom: John Wiley&Sons Ltd, 2007.—392 pp.

УДК 537.624

СОВРЕМЕННАЯ МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ, ВОЗНИКАЮЩЕЙ ПРИ НАМАГНИЧИВАНИИ И ПЕРЕМАГНИЧИВАНИИ ПЛЁНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ С ПЛОСКОСТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Матюнин А.В.

к.ф.-м.н., старший преподаватель, кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Николадзе Г.М.

ведущий электроник,
кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Поляков П.А.

д.ф.-м.н., профессор, кафедра общей физики физического факультета МГУ им. М.В. Ломоносова

Аннотация. *В данной работе рассматривается магнитооптическая установка, позволившая практически полностью автоматизировать процесс получения и последующего наблюдения доменной структуры, возникающей при намагничивании и перемагничивании плёнок ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией.*

Ключевые слова: *магнитооптическая установка, магнитооптические исследования, анизотропия, плёнки ферритов-гранатов, доменная структура*

MODERN MAGNETO-OPTICAL SETUP TO STUDY THE DOMAIN STRUCTURE THAT OCCURS DURING MAGNETIZATION AND MAGNETIZATION REVERSAL OF FERRITE-GARNET FILMS WITH PLANAR ANISOTROPY

Matyunin A.V.

Ph.D, senior lecturer,
Chair of General Physics of Faculty of Physics of M.V. Lomonosov Moscow State University

Nikoladze G.M.

Lead electronic,
Chair of General Physics of Faculty of Physics of M.V. Lomonosov Moscow State University

Polyakov P.A.

Dr.Sc., professor,
Chair of General Physics of Faculty of Physics of M.V. Lomonosov Moscow State University

Annotation. *In this work we review a magneto-optical setup that allows us to almost completely*

automate the process of obtaining and future observation of the domain structure that occurs during the magnetization and magnetization reversal of ferrite-garnet films with planar anisotropy.

Keywords: *magneto-optical setup, magneto-optical investigations, anisotropy, ferrite-garnet films, domain structure*

В данной работе рассматривается магнитооптическая установка, позволившая нашей научной группе значительно упростить как инициирование необходимых для исследования процессов, так и последующую визуализацию получающейся доменной структуры (в отличие от магнитооптической установки, используемой нами ранее [1]).

На рис. 1 представлен основной элемент рассматриваемой магнитооптической установки: система катушек для создания необходимых для всестороннего проведения экспериментальных исследований магнитных полей.

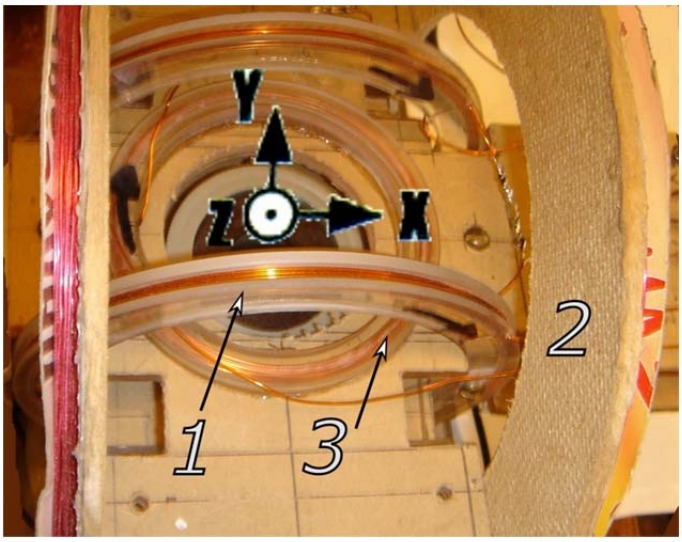


Рис. 1. Система катушек магнитооптической установки: 1 – малые катушки, используемые (в большинстве случаев) для насыщения исследуемой плёнки, 2 – большие катушки, создающие перемагничивающее или намагничивающее поле, 3 – малые катушки, используемые для компенсации поля Земли, а также для создания необходимой для наблюдения эффекта Фарадея компоненты вектора намагниченности.

Для инициирования в исследуемой плёнке процессов намагничивания и перемагничивания используются следующие катушки: малые катушки *1 (ось Y),* способные создавать поля до 4 Э и используемые (в большинстве случаев) для насыщения исследуемой плёнки; большие катушки *2 (ось X)*, создающие перемагничивающее или намагничивающее поле (с напряжённость до 9 Э); малые катушки *3*, способные создавать поля до 14 Э *(ось Z)*, закреплённые на предметном столике и используемые для компенсации поля Земли. Кроме того, данные катушки создают необходимую для наблюдения эффекта Фарадея компоненту вектора намагниченности (так как плёнка имеет плоскостную анизотропию и вектор намагниченности выходит из плоскости плёнки не более, чем на 5º).

Общий вид магнитооптической установки представлен на рис. 2. В качестве источника света в данной установке используется матрица из светодиодов белого свечения (см. вставку на рис. 2), что позволяет обеспечить равномерное освещение исследуемой плёнки, а также получить необходимую контрастность изображения доменной структуры.

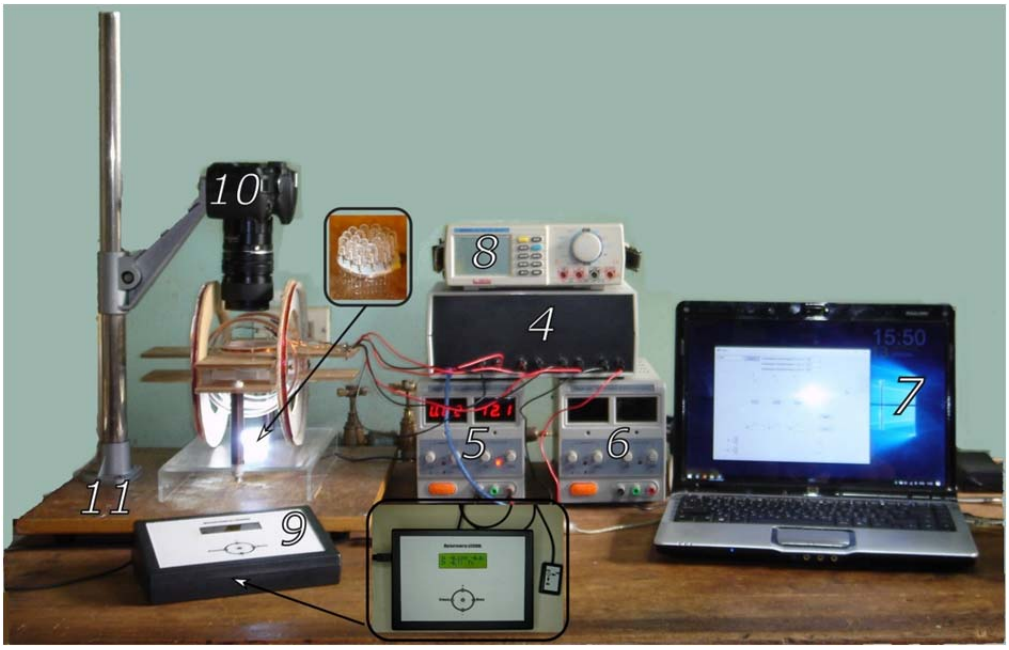
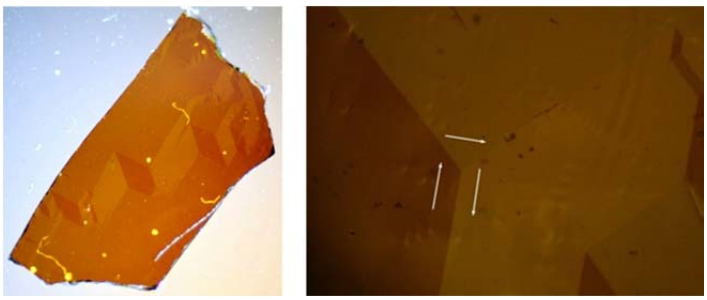


Рис. 2. Общий вид магнитооптической установки:
4 – блок коммутации, 5 – источник питания блока коммутации (Mastech HY3003),
6 – дополнительный источник питания блока коммутации (Mastech HY3003),
7 – ноутбук, 8 – мультиметр для контроля протекающих в цепи катушек токов,
9 – магнитометр (LIS3MDL), 10 – цифровая камера для регистрации
доменной структуры (Nikon D3400), 11 – штатив для закрепления цифровой камеры.

С помощью блока коммутации *4* (управляемого при помощи специализированного ПО, установленного на ноутбуке *7*) возможно создание необходимых для проведения экспериментальных исследований конфигураций полей (с заданием определённых значений напряжённости). Блок коммутации подключается к источнику питания *5* (Mastech HY3003). Также имеется возможность дополнительно задействовать ещё один такой же источник питания *6* – для создания полей большей напряженности. Для контроля протекающих в цепи катушек токов используется мультиметр *8* (Mastech M9803R). Значения получаемых полей контролируются при помощи магнитометра *9* (LIS3MDL) (см. вставку на рис. 2) с сенсорным управлением (имеющего функцию начальной калибровки с учётом внешнего действующего поля). Изображение доменной структуры регистрируется цифровой камерой *10* (Nikon D3400), закреплённой на штативе *11* и имеющей возможность ручной фокусировки (путём использования объектива Zoom-NIKKOR 35-70 1:3.5-4.8 с удлинительными кольцами). Управление камерой (при помощи программного обеспечения digiCamControl) также осуществляется с ноутбука *7*.

В качестве примера на рис. 3(*а*) приведена доменная структура, полученная для плёнки феррита-граната со следующими параметрами: состав $(YLuBi)_3(FeGa)_5O_{12}$; эффективные поля: плоскостной анизотропии H_{Kp} = 1100 Э, двухосной анизотропии H_{K2} = 36 Э, одноосной анизотропии H_{K1} = 4 Э; намагниченность насыщения M_S=14 Гс; поле технического насыщения H_{sat} = 2 Э; толщина плёнки h = 4 мкм. В данном случае происходило перемагничивание из размагниченного состояния под воздействием поля с напряжённостью 0.9 Э (в данном случае поле было направлено вдоль одной из осей лёгкого намагничивания – параллельно горизонтальной стороны кадра слева направо). Видно, что в данном случае наблюдается ярко выраженная структура с доменами преимущественно параллелограмической формы.

Также необходимо отметить, что в результате проведенных экспериментальных исследований (перемагничивание из состояния технического насыщения полем с напряжённостью ~ 2 Э) в плёнке была выявлена типичная доменная структура Ландау-Лифшица [2], состоящая из замыкающих доменов, которая для аналогичных плёночных материалов впервые зафиксирована в работе [3] (рис. 3(*б*)).



а) б)

Рис. 3. Полученные при помощи рассматриваемой магнитооптической установки доменные структуры: а) – при перемагничивании из размагниченного состояния (в данном случае перемагничивающее поле (с напряжённостью 0.9 Э) было направлено вдоль одной из осей лёгкого намагничивания – параллельно горизонтальной стороны кадра слева направо), б) – структура замыкающих доменов (стрелками обозначены направления векторов намагниченности в доменах), полученная при перемагничивании из состояния технического насыщения (использовалось перемагничивающее поле с напряжённостью ~ 2 Э).

Стрелки показывают направления векторов намагниченности в замыкающих доменах. Доменные границы состоят из двух 90° и одной 180° доменных стенок. Отметим, что в отличие от классического случая, такие домены в рассматриваемом материале образуются не только вблизи границы пленки, но и вдали от границ. Это обусловлено наличием двухосной анизотропии, которая в данной пленке была, в частности, выявлена в экспериментах по скоростному динамическому намагничиванию [4,5]. Фиксация таких доменов позволяет определять в плёнке направление осей легкого намагничивания двухосной анизотропии.

Список использованных источников:

1. Николадзе Г.М., Матюнин А.В., Поляков П.А. Влияние двухосной анизотропии на доменную структуру в плёнках ферритов-гранатов с плоскостной анизотропией // XXVIII Международная конференция «Электромагнитное поле и материалы (фундаментальные физические исследования)». — Издательство МЭИ Москва, 2020. — С. 274–280.

2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред (Теоретическая физика). - М.: Наука, 1982. - 620 с.

3. Ильичева Е.Н., Дурасова Ю.А., Ильяшенко Е.И., Матюнин А.В., Рандошкин В.В. Исследование магнитной анизотропии типа «легкая плоскость» и распределения намагниченности в эпитаксиальных пленках феррит-гранатов с ориентацией (100) // Вестник Московского Университета, Серия 3. Физика. Астрономия. – 2006. ─ № 4. ─ С. 30-34.

4. Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. Исследование влияния двухосной анизотропии на нелинейные колебания намагниченности, сопровождающие процесс 90° импульсного намагничивания плёнок ферритов-гранатов с анизотропией типа “лёгкая плоскость” // Изв. РАН: Сер. физ. - 2017. - Т. 81. ─ № 8. ─ С. 1114–1118.

5. Колотов О.С., Матюнин А.В., Николадзе Г.М., Поляков П.А. Анализ эффекта задержанного ускорения переходного процесса, проявляющегося при 90° импульсном намагничивании реальных пленок ферритов-гранатов с анизотропией типа ”легкая плоскость“ // ФТТ. - 2012. - Т. 54. ─ Вып. 12. ─ С. 2254-2260.

УДК 537.9

TERAHERTZ COHERENT CONTROL OF ANTIFERROMAGNETIC SPINS

Mashkovich E.A.

Radboud University, Institute for Molecules and Materials, 6525 AJ Nijmegen, The Netherlands

Annotation: It is shown how to employ the principles of coherent control and manipulate the energy transfer between THz pulses, spins and lattice in antiferromagnets without changing the spectral composition and intensity of the stimuli.

Keywords: spintronics, antiferromagnets

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ КОГЕРЕНТНЫЙ КОНТРОЛЬ АНТИФЕРРОМАГНИТНЫХ СПИНОВ

Машкович Е.А.

Университет Радбауд, Институт молекул и материалов, Нидерланды

Аннотация: *Показано, как использовать принципы когерентного управления и управлять передачей энергии между ТГц импульсами, спинами и решеткой в антиферромагнетиках без изменения спектрального состава и интенсивности стимулов.*

Ключевые слова: *спинтроника, антиферромагнетики.*

All magnetic materials can be divided into two main classes: ferromagnets and antiferromagnets. Although materials with ferromagnetic order (ferromagnets) are used in conventional magnetic data storage, spintronics and magnonics technologies, antiferromagnets represent the largest, the least explored and probably the most intriguing family of magnetically ordered materials in nature. It is believed that antiferromagnets can dramatically improve the performance of these technologies in terms of densities and speed. The absence of net magnetization and stray fields eliminates crosstalk between neighbouring bits or devices, and the absence of a primary macroscopic magnetization makes the spin manipulation in antiferromagnets inherently faster than in ferromagnets. Nevertheless, the lack of the net magnetization in thermodynamic equilibrium requires exceedingly high magnetic fields to control antiferromagnetic spins and thus significantly hinders not only application, but even fundamental studies of antiferromagnetism. The lack of the net magnetization of antiferomagnets was the main reason that these materials were damned as “interesting, but useless”. Despite the 60-years old history of the search for stimuli that thermodynamically conjugate to the antiferromagnetic order parameter, efficient control and detection of antiferromagnetism is still a subject of intense debates [1]

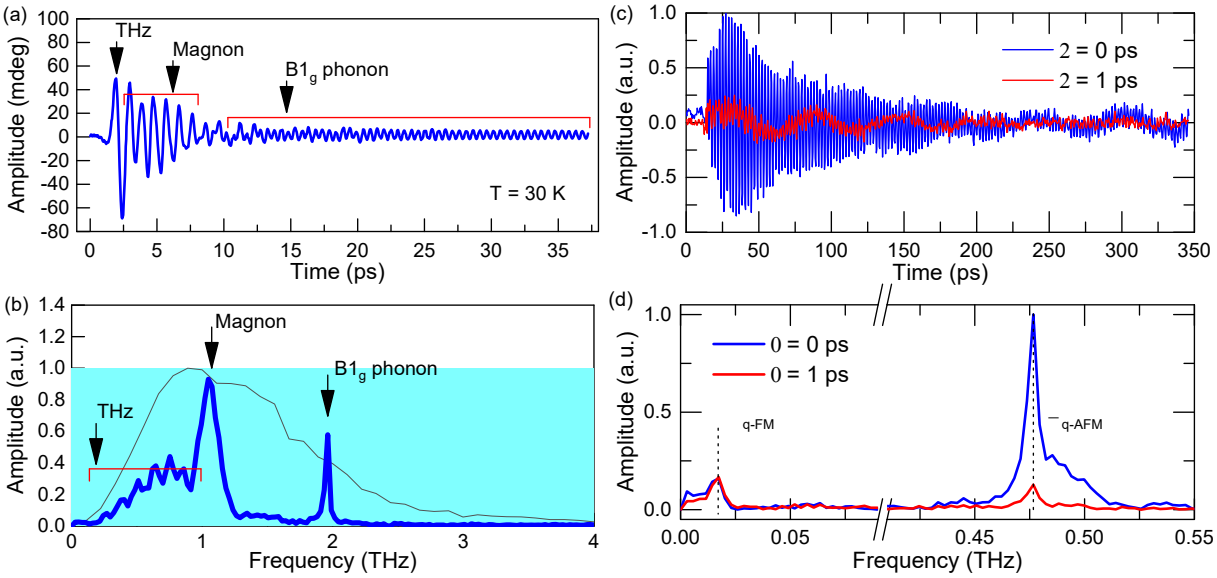


Fig 1. (a) THz induced probe polarization rotation measured at T = 30 K in piezomagnetic CoF_2 crystal. (b) Fourier spectrum of the waveform from panel (a). The spectrum of the incident THz pulse is shown as shadowed area. (c) Probe polarization rotation induced by two THz pulses with controllable delay τ measured at T = 6 K in weak antiferromagnetic $FeBO_3$ crystal. (d) Fourier spectrum of the waveform from panel (c). $\omega_{q\text{-}FM}$ and $\omega_{q\text{-}AFM}$ denote quasi-ferromagnetic and quasi-antiferromagnetic resonance frequencies of $FeBO_3$, correspondingly.

The goal of my talk is to demonstrate that picosecond THz pulses is a game changer in the field. I will start with the simplest example showing that a weak, but rapidly varying magnetic field is an efficient mean to control antiferromagnetically coupled spins [2,3,4]. Secondly, I will show that THz electric field as well can efficiently control antiferromagnetic spins via nonlinear mechanism. In particular, using so-called inverse Cotton-Mouton effect rapidly varying electric field can modify magnetic anisotropy of antiferromagnets, launch spin motion and excite different modes of spin resonance in antiferromagnets [3]. Thirdly, I will demonstrate that THz pulses can mediate an efficient coupling between lattice and spins. It will be shown that spins in antiferromagnetic CoF_2, oscillating at the frequency of the spin resonance 1.14 THz, can efficiently interact with a nearly singly cycle THz pulse and jointly excite 1.94 THz phonon due to coherent energy transfer to the lattice from the spins [E. A. Mashkovich et al, (in preparation), see Fig. 1(a-b)]. Finally, I will show how to employ the principles of coherent control and manipulate the energy transfer between THz pulses, spins and lattice in antiferromagnets without changing the spectral composition and intensity of the stimuli [see Fig. 1(c-d)].

References

1. P. Němec et al. //Nat. Phys. –2018 – v.14, –p. 229–241.
2. A.K. Zvezdin // JETP Lett. –1979– v.29 –p. 553–557.
3. E. A. Mashkovich et al //Phys. Rev. Lett. –2019– v.123– p.157202.
4. K.A. Grishunin, E.A. Mashkovich et al, // arxiv: 2103.05083

УДК 621.396.67

К ТЕОРИИ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СИГНАЛОВ В РАДИООПТИКЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Мирзокулов Х.Б.

PhD, старший преподаватель кафедры телекоммуникационный инжиниринг, Самаркандский филиал ТУИТ имени Мухаммада ал-Хоразмий

Салахитдинов А.Н.

к.ф.-м.н., доцент кафедры телекоммуникационный инжиниринг, Самаркандский филиал ТУИТ имени Мухаммада ал-Хоразмий

Юрасов А.Н.

д.ф.-м.н., профессор кафедры наноэлектроники,
заместитель директора, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Аннотация. *В настоящей работе предлагается теория RHM и LHM материалов с целью возможного их создания в оптическом диапазоне по аналогии колебательных процессов с волновыми, что имеет актуальное практическое значение. За основу преобразования сигналов в радиооптике метаматериалов берётся радиационно-наведенные центры окраски в калиевоалюмоборатных стеклах с парамагнитными добавками ионов Fe^{3+}, взаимодействующие с центрами окраски матрицы стекла $[Bo_3]_i^e$. В качестве радиочастотной аналогии рассматривается система связи с распределенными параметрами с ограниченными линейными пространственными размерами.*

Ключевые слова: *RHM и LHM материалы, радиационно-наведенные центры окраски, калиевоалюмоборатные стекла, парамагнитные добавки ионов Fe^{3+}.*

ON THE THEORY OF SIGNAL CONVERSION IN RADIOOPTICS OF METAMATERIALS

Mirzokulov Kh.B.

PhD, assitant
of department of Telecommunication Engineering, Samarkand Branch of the TUIT named after Muhammad al-Khwarizmi

Salakhitdinov A.N.

PhD, docent
of department of Telecommunication Engineering, Samarkand Branch of the TUIT named after Muhammad al-Khwarizmi

Yurasov A.N.

Dr.Sc., professor of Department of nanoelectronics,
deputy director, Physico-technological institute of MIREA – Russian Technological University

Annotation. *In this paper, we propose a theory of RHM and LHM materials with the aim of their possible creation in the optical range by analogy with oscillatory processes with wave processes, what is of current scientific and practical importance. The basis for signal conversion in radio optics of metamaterials is taken from radiation-induced color centers in potassium-aluminoborate glasses with paramagnetic additions of Fe^{3+} ions, interacting with color centers of the glass matrix.*

A distributed parameter communication system with limited linear spatial dimensions is considered as a radio frequency analogy.

Keywords: *RHM and LHM materials, radiation-induced color centers, potassium-aluminoborate glasses , paramagnetic additions of Fe^{3+} ions.*

В работе [1] нами рассмотрен способ создания метаматериала радиочастот, где в качестве ячейки метаматериала используются два параллельно расположенных элемента линии связи, один из которых является диэлектриком, второй - это последовательно-периодически соединённые нечетные однопроводные открытые линии связи. Из этой пары единичного элемента создается многослойная метаструктура с учетом фазы обратных волн. Такой способ создания Left handed materials (LHM) материала является широкополосным (не резонансным) и более универсальным применительно к антенной технике.

В последние годы, наряду с гиперболоидными и магнитооптическими композитными метаматериалами [2], развивалось альтернативное направление – изучение и применение магнитооптических свойств боратных стекол с парамагнитными добавками – ионами Cu^{1+}, Cu^{2+}, Fe^{2+}, Fe^{3+} и других [3]. Отметим особенности радиационно-оптических и терморадиационных свойств калиевоалюмоборатных (КАБ) стекол, активированные ионами Fe^{3+} [3], в которых с одной стороны радиационно-оптические свойства хорошо изучены, и с другой обладают своеобразными превращениями парамагнитных радиационно-наведенных центров окраски в кислородсодержащей среде вида BO_3 и BO_4, означающие 3^x и 4^x координированный бор. Последние возникают под воздействием рентгеновского и гамма облучения ^{60}Co и температуры. Радиационно-наведенными центрами окраски являются $[Bo_3]_i^{e-}$ $[Bo_3]_i^e$ и $[Bo_4]_i^{e+}$ $[Bo_4]_i^{e+}$ – соответственно электронные и дырочные центры окраски в боратных стеклах, взаимодействующие и составляющие комплексоны вида $\{[Bo_3]_i^{e-}/Fe^{3+}\}, \{[Bo_4]_i^{e+}/Fe^{3+}\}$ $\{[Bo_3]_i^{e-}/Fe^{3+}\}$ и другие комплексоны с ионами Cu^{1+}, Cu^{2+}. Оказалось что одновременное влияние терморадиационного поля вызывает изменение координационного состояния ионов-активаторов в среде таким образом, что наблюдается отрицательное дифференциальное поглощение $\Delta D<0$ и как следствие этого, среда будет с отрицательным коэффициентом рефракции $\Delta n<0$.

В настоящей работе в отличии от [1] предлагается метод изучения RHM (Right handed materials) и LHM материалов с целью создания метаматериалов в оптическом диапазоне с учетом аналогий колебательных процессов с волновыми [4].

В качестве радиочастотной аналогии рассмотрим эквивалентную схему системы связи с распределенными параметрами [1] с ограниченными линейными пространственными размерами. В таком случае в метаматериале, расположенном между передатчиком и приёмником, будут существовать бегущие и отраженные волны наподобие явлений в лампе бегущей волны или в отражательном клистроне, используемых на СВЧ волнах.

1. Расчет системы передачи сигнала по волновому аналогу для RHM материала. Рассмотрим систему передачи сигнала по волновому каналу. Для расчетов воспользуемся формулами [1] в упрощенном одномерном (D1) варианте. Для вычисления пространственного спектра сигнала, необходимо знать конкретный вид входной функции $f(x,z_x=0)$. Как было сказано ранее, в качестве $f(x,z_x=0)$ возьмём спектральную зависимость КАБ – стекла [10], а форму спектра поглощения для отдельного спектра центра окраски в виде гауссовой кривой.

После преобразований и вычислений с использованием теории вычетов [30], получим

$$g(u)_{RHM} = -32\pi e^{-\frac{bx_0^2}{2}}\left[e^{\frac{bu^2x^2}{2}}\cos(bx_0)ux\right] - j\left[e + 32\pi e^{-\frac{bx_0^2}{2}}\left(e^{\frac{bu^2x^2}{2}}\cos(bx_0)ux\right)\right], \quad (1)$$

$$f(u)_{RHM} = -16e^{-\frac{bx_0^2}{2}}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{bu^2x^2}{2}}\cos bx_0 uxe^{jux}dx + \int_{-\infty}^{+\infty} e + 32\pi e^{-\frac{bx_0^2}{2}} \Big/ e^{+\frac{bx_0^2}{2}}\cos bx_0 uxe^{jux}\, dx \quad . (2)$$

Формула (2) приводится к следующему виду

$$f(u)_{RHM} = -16e^{-\frac{x_0}{2}}\int_{-\infty}^{+\infty}\cos\frac{\tau^2}{2x_0}\cos^2\tau\frac{d\tau}{u} + j(-16e^{-\frac{x_0}{2}})e\int_{-\infty}^{+\infty}\cos\frac{\tau^2}{2x_0}\cos\tau\sin\tau\frac{d\tau}{u} \quad (3)$$

где $\tau = ux; d\tau = dx/u.$ После соответствующих вычислений придём к следующему уравнению

$$f(u)_{RHM} = 4\pi j + (1-j)\cdot 2^9\pi e^{-bx_0}\varphi(x/2x_0), \quad (4)$$

где через $\varphi(x/2x_0)$ обозначено $\exp(\tau^2/2x_0)$.

2. Расчет системы передачи сигнала по волновому каналу с учетом присутствовать LHM материала. Расчеты, проведенные аналогично как в предыдущем пункте с учетом LHM материала в III-квадрате (ε(ω)<0, μ(ω)<0), приводят для пространственного спектра и для распределения полей

$$f(u)_{LHM} = -\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{0} g(u)(\cos ux - j\sin ux)du, \quad (5)$$

где отражен физический смысл переменного *u*: с одной стороны *u* – имеет смысл "пространственных частот", имея размерность длины волны, с другой стороны определяет распространение плоских волн, на которых мы размечаем волновое поле. По аналогии (1-2) для среды с метаматериалом (LHM) с учетом замены переменных и применения теории вычетов [30] получим следующее:

$$g(u)_{LHM} = 16\pi e^{-bx_0^2/2}\left[\left(e^{-b\tau^2/2}\cos bx_0\tau\right) + j\left(e^{b\tau^2/2}\cos bx_0\tau - e^{bx_0^2/2+(0.25-x_0)}\right)\right]. \quad (6)$$

Получены следующие формулы для метаматериала, с отрицательным коэффициентом поглощения:

$$f(u) = 298\varphi\left(x^2/2x_0\right) + j1194\left(24\varphi\left(x^2/2x_0\right) - 1\right). \quad (7)$$

3. Результаты расчетов и их обсуждение. По полученным ранее формулам (1) - (6) найдем отношение пространственных спектров частот

$$\frac{|g(u)_{LHM}|}{|g(u)_{RHM}|} = \sqrt{\left[e^{-2} + 16e^{-0,5}\cos^2\tau\varphi^2\left(\tau^2/2\right)\right] / \left[1 + 8e^{-x_0}\varphi\left(\tau^2/2x_0\right)\right]} \quad (8)$$

где $\tau = ux, x_0 = 1$.

Расчеты по формуле (8) представлены на Рис.1. Из рис.1 видно, что в направлении распространения "бегущих волн" (u=1) наблюдается пространственный спектр (Рис.1) с поглощением бегущих волн в диапазоне частот $\tau = x/x_0 = 1 \div 2$, тогда как при $2 < x/x_0 < 4$ наблюдается усиление гармоник.

Расчеты при *k=u=-1* в зависимости от x/x_0 такие же как и при *k=+1*. Определим распределение амплитуды электромагнитного поля в среде с метаматериалом (LHM) по отношению к обычным материалам (RHM), для этого используем формулы (2) и (5)

$$\frac{f(u)_{LHM}}{f(u)_{RHM}} = \left[298\varphi\left(\frac{x^2}{2x_0}\right) + j1194\left(24\varphi\left(\frac{x^2}{2x_0}\right) - 1\right)\right] \Big/ \left[4\pi j + (1-j)\cdot 2^9 \pi e^{-bx_0}\varphi\left(\frac{x}{2x_0}\right)\right]. \quad (9)$$

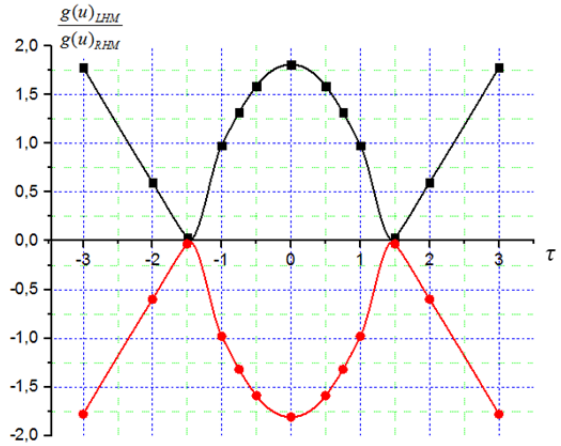


Рис.1. Зависимость амплитуды пространственных спектров от частоты.

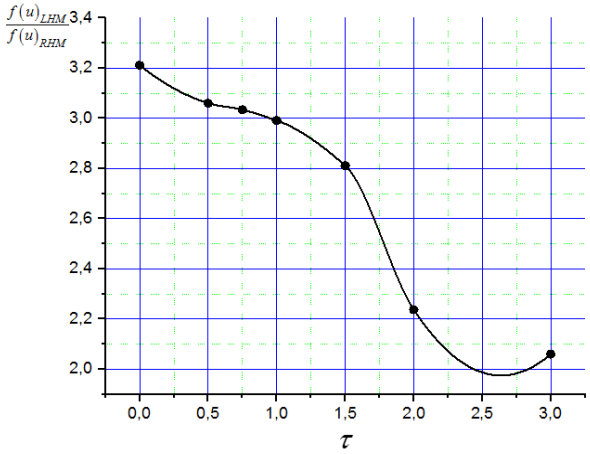


Рис.2. Распределение амплитуды электромагнитного поля в среде с метаматериалом (LHM) без матаматериала (RHM) в зависимости от частоты.

На рис.2 показан график зависимости распределения амплитуды электромагнитного поля в среде с метаматериалом (9) в зависимости от относительной частоты, при этом за единицу измерений взята $x_0 = 1$.По данной амплитудно-частотной характеристике (Рис.2), проявляется широкополосность и усиление среды метаматериалов.

Следует отметит, что небольшое усиление не является проблемой, поскольку на практике создается, как последовательное соединенные, так и параллельно расположенные элементы [1], что может обеспечить значительное усиление по сравнению с рассмотренной однонаправленной линейной системой.

Таким образом, теоретически решена задача получения метаматериала из аморфного стекла. В качестве образцов необходимо брать аморфные пленки из магнитооптического калиевоалюмоборатного стекла с добавками оксида железа, обеспечивающего необходимые показатели метаматериала при радиационной обработке с учетом достаточно высоких температур облучения.

Список использованных источников:

1. Salakhitdinov A.N. and Mirzokulov Kh.B. IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng. 939 (2020) 012064. doi:10.1088/1757-899X/939/1/012064.

2. Yurasov A., Yashin M., Mirzokulov Kh. and et al// Journal of Physics: Conference series, – 2019, – 1389(1), – 012113.

3. O.S. Ivanova, D.A. Velikanov, O.N. Didenko, V.I. Zaikovsky.// Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics – 2011 – 4(4), – 470–478.

4. Zverev B.A. Radiooptics.// Moscow: Sovetskoe radio – 1975 – 304 p.

УДК 536.46+541.16+621.89+662.611.612+665.6

ФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНО-МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В ГОРЮЧЕ-СМАЗОЧНЫХ МАТЕРИАЛАХ

Обухов А.Е.

Д.ф.-м.н., начальник лаборатории «Физические методы исследования горюче-смазочных материалов», ФАУ «25 ГосНИИ химмотологии Минобороны Российской Федерации»

Аннотация. *Работа посвящена развитию высокоэффективных методов УФ- и ИК-лазерной, ЯМР и парамагнитной ЭПР - спектроскопий высокого разрешения, формирующих физические основы метода атомно-молекулярной спектральной структурной идентификации многоатомных соединений углеводородов, присадок и добавок, применяемых в качестве топлив, смазочных масел и специальных жидкостей и специальных квантовохимических методов ЛКАО-МО-ССП КВ ЧПДП/С расчета электронных ридберговских синглетных, триплетных (парамагнитных), дубленых и квартетных возбуждённых состояний, формирующих свойства самосогласованного поля плазмы в двигателях, напряжённых узлах и деталях, определяющих требуемые физические и эксплуатационные характеристики наземной и авиационной и специальной техники.*

Ключевые слова: *лазерная сверхразрешающая фемто- и наноспектроскопия, метод атомно-молекулярной спектральной структурной идентификации, методов ЛКАО-МО-ССП КВ ЧПДП/С расчета электронных ридберговских синглетных, триплетных (парамагнитных), дубленых и квартетных возбуждённых состояний, самосогласованное поле плазмы.*

PHYSICAL METHODS FOR THE STUDY OF NUCLEAR MAGNETIC PHENOMENA IN FUEL AND LUBRICANTS MATERIALS

Obukhov A.E.

D.Phys.-Mat. Sc., Head of the Laboratory «Physical methods for the study of fuels and Lubricants» FAE «25th State Research Institute of Chemmotology of the Russian Ministry of Defense»

Annotation*. The work is devoted to the development of highly effective methods of UV and IR laser and paramagnetic NMR and EPR - high-resolution spectroscopy, forming the physical basis of the method of atomic-molecular spectral structure identification of polyatomic hydrocarbon compounds and additives used as fuels, lubricants and special liquids, and special quantum chemical methods of LCAO-MO-CSF-CI INDO/S calculation of electronic Rydberg singlet, triplet (paramagnetic), tanned and quartet excited states, forming the properties of the self-consistent plasma field in engines, stressed nodes and details, determining the required physical and operational characteristics of ground and aviation and special equipment.*

Keywords*: laser super-resolution femto- and nanospectroscopy, electronic Rydberg singlet, triplet (paramagnetic), duplets and quartets excited states, method of atomic-molecular spectral structure identification, quantum chemical methods of methods of LCAO-MO-CSF-CI INDO/S.*

Для решения химмотологических задач, направленных на увеличение эффективности применения многоатомных соединений в качестве: добавок, присадок, маркирующих агентов для улучшения эксплуатационных свойств - топлив, горючих и смазочных масел и специальных жидкостей в эргонагруженных системах наземной и авиационной техники в Вооружённых силах Российской Федерации (ВС РФ), актуально применение методов спектральной атомно-молекулярной структурной идентификации: рефракции, фурье-ИК, СКРС, ЯМР ^{1}Н и ^{13}С, ЭПР, УФ-поглощения и люминесценции и других, а также современных методов квантовой химии ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/С, необходимых для комплексного изучения спектральных свойств и реакций спиновой рекомбинации в основном электронном состоянии (ОСС) и в условиях кинетики образования и дезактивации энергии

электронно-колебательного возбуждения (ЭЭКВ) в полных спектрах электронных синглетных и триплетных (дублетных и квартетных для ион-радикалов) парамагнитных возбуждённых (ридберговских) состояний ($S^*_iT_jD^*_nQ_mElExSt$) («элементарный акт»), формирующих самосогласованное электромагнитное поле плазмы. Для этого изучаются энергетические процессы воздействия на электронно-возбужденное органическое вещество разных типов источников возбуждения: УФ- и ИК-лазерной накачки, электрический разряд, удар, потоки ионов и электронов, электрический разряд и т.п. (рис.1,а) [1-5]. Установлено, что в каждом из $S^*_iT_jD^*_nQ_mElExSt$ разной орбитальной природы в соединениях возбуждается разное число локальных колебательных мод, что позволяет также изучить природу возникновения когерентных волновых пакетов в наведённых накачкой парамагнитных типах $T_jQ_mElExSt$, образующих поле рабочей газовой плазмы.

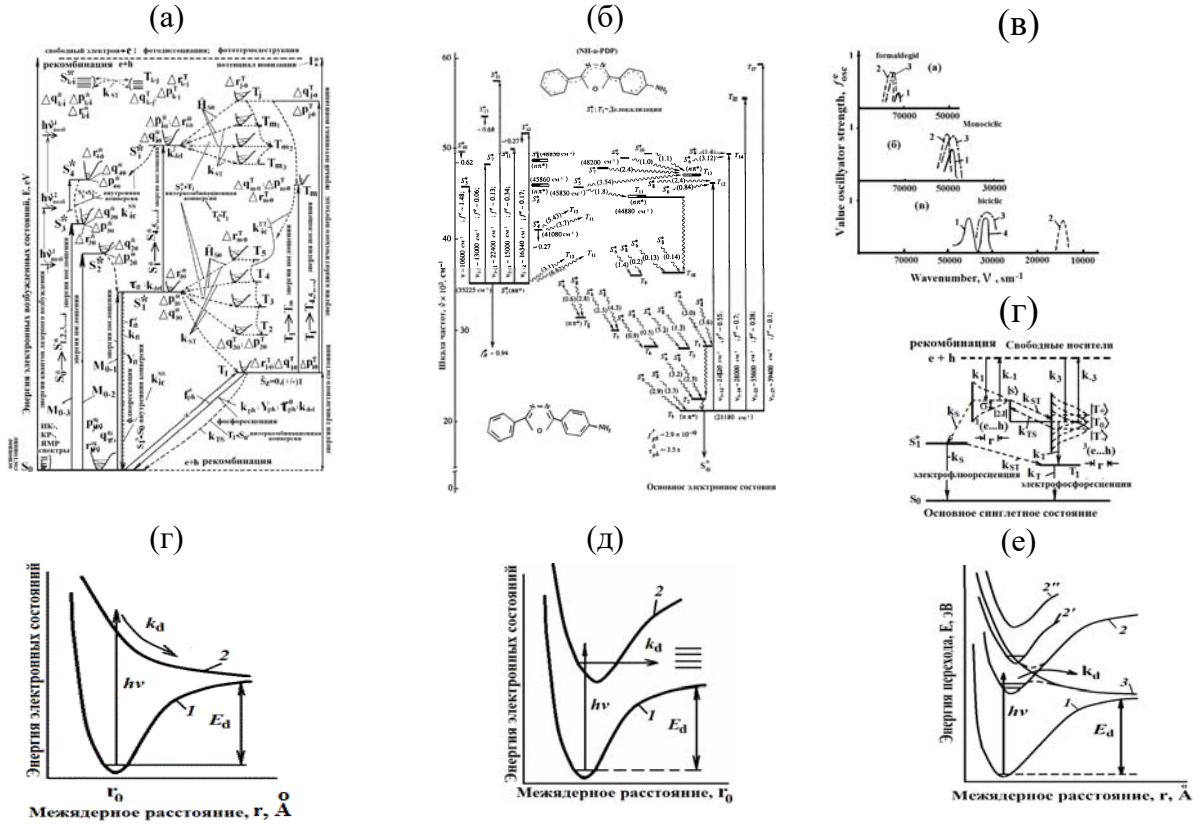


*Рис. 1. (а) - Многоуровневая система излучательных, спин-орбитальных и электронно-колебательных многоступенчатых безизлучательных переходов в полном спектре синглетных и триплетных (S^*_i и T_j) электронно-возбужденных состояний (дублет D^*_n и квартет Q^*_m для ионов) $S^*_iT_jD^*_nQ_mElExSt$ (“элементарный акт”) для многоатомных соединений, рассчитанная методами ЛКАО-МО ССП расширенное-КВ ЧПДП/С. Здесь: $\boldsymbol{M}_{0i}$ матричные моменты электрических дипольных переходов $S_0 \rightarrow S^*_{1,\ldots,i}$, формирующих спектр поглощения; $\boldsymbol{H}_{S0}$ матричные моменты спин-орбитального взаимодействия; наборы собственных частот колебаний атомных групп квазиосцилляторов $\{\boldsymbol{r}_n\}$, формирующих активный волновой пакет при переходах между промежуточными термами $S^*_{1,\ldots,i}T_{1,\ldots j}ElExSt$; Стрелками обозначены частоты и силы осцилляторов 0-0-переходов ($S_1{}^* \rightarrow S_0$ и $T_1 \rightarrow S_0$), формирующих тонкоструктурные электронно-колебательные полосы флюоресценции (Фл) и фосфоресценции (Фф), спектров наведенного накачкой $S^*_1 \rightarrow S^*_{2,\ldots,i}$ и $T_1 \rightarrow T_{2,\ldots,j}$ поглощения. Вертикальными стрелками вверх показан механизм многоступенчатой фотоионизации с формированием колебательно разогретого электрона - $e^-(\Delta E^*_{кол})$. Полные схемы энергетических состояний $S^*_iT_jD^*_nQ_mElExSt$: (б) пара-амино-2,5-дифенил-1,3,4-оксадиазол (**n-NH_2-PDP**). (в) Относительное расположение спектральных полос: (1) УФ-поглощения и наведённого накачкой (2) синглет-синглетного поглощения и (3) триплет-триплетного поглощения ион-радикальных форм: (а) – полинасыщенных углеводородов, (б) монозамещенных циклических углеводородов и (с) бициклических углеводородов (здесь 2 – спектр фосфоресценции). Электронные термы, соответствующие: (г) фотодиссоциации в континуум и (д) неадиабатической фотодиссоциации; (е) - потенциальные энергии взаимодействия ElExSt соответствующие механизму предиссоциации (штрих-пунктир). При фотодиссоциации радикала $h\nu_{нак} > E_d$.*

Комплексное применение данных, полученных инструментальными методами для жидких углеводородов: массспектрометрия (МС), газовая (ГХ), жидкостная (ЖХ) и газожидкостная хроматография (ГЖХ) и хроматомассспектрометрия (ХМС) и других, а также спектральными методами оптики и ядерного магнетизма: рефракции, атомно-адсорбционной спектрометрии, люминесценции (Фф, Фф), хемилюминесценции (ХеЛ) и термолюминесценции (ТЛ), лазерной высокоразрешающих импульсных методов (ЛВРС) и террагерцовой (ТГц) и других позволила прогнозировать физические характеристики поля плазмы, для сверхскоростных изменений пространственных координат летательных аппаратов.

С целью изучения механизмов дезактивации как из нижних $S^*_1T_1ElExSt$ ($\pi\pi^*$,$n\pi^*$,$\sigma\pi^*$-типов), так и интеркомбинационной (КС ИКК) и внутренней конверсии (КС ВК) из высоких (ридберговских) $S^*_iT_jD^*_nQ_mElExSt$, которые формируют поле плазмы при выполнении условий: формирование механизма многоступенчатой ионизации и последующей диссоциации, фрагментации, ион-катион-радикальной рекомбинации были использованы спектральные данные для рядов синтезированных многоатомных N-,O-,S-соединений углеводородов, для которых измерены оптические характеристики (длины волн УФ-поглощения и люминесценции, квантовые выхода и время жизни флюоресценции (Фл) и фосфоресценции (Фф) в разных растворителях, а также определено соотношение констант скоростей (КС) излучательных переходов и КС Фл и КС Фф, а по ним изучена динамика изменения переднего фронта импульса лазерных и электронных источников накачки)[1-5]. Показано, что при селективном УФ- и ИК-возбуждении структурных групп осцилляторов (электронно-колебательных подсистем): -C-CH_3, -C-CH_2-C- и -$(CR_3)_3CH$ величины энергии диссоциации $\Delta E_{\text{дисс}}$ не менее 69 кДж/моль, но с учетом средней величины $\Delta E_{\text{дисс}}$, достигаемой за счет оптимизации энергии радикалов для данных групп (≈ 26 кДж/моль), групп >C=CH_2 и >C=CH-C≤ составляет $\Delta E_{\text{дисс}}$ = 74 и 15 кДж/моль (суммарная $\Delta E_{\text{дисс}}$ = 89 кДж/моль) и для связей -CH в ароматических циклах энергия $\Delta E_{\text{дисс}}$ = 75,8 и 83 кДж/моль соответственно.

При УФ или ИК-монохроматической фото- и электронной накачке за время жизни нижних парамагнитных $T_1Q_1ElExSt$ характерно высокое время жизни τ_{ph} = 1-10 с и, вследствие многоступенчатых переходов в высокие ридберговские $S^*_iT_jD^*_nQ_mElExSt$, не только достигаются первый и второй потенциалы ионизации (I^* и I^{**}), но и, нарастает ЭКВ-импульс возбуждённых «свободных» электронов: $e^-(\Delta E^*_{\text{кол}}+\Delta E^*_{\text{кин}})$. Поэтому, за время нарастания переднего фронта импульса накачки (< 10^{-13} с) растёт температура до T > (4000 – 7000)^oK, что позволило увеличить скорость циклических реакций окисления и диспропорционирования. Предложена схема первичного многофотонного процесса, которая приводит к локальному - испарению, самовоспламенению и горению, с последующим образованием индуцированного самосогласованного (неразрывного) поля плазмы, вследствие резкого нарастания волн детонации, давления, температуры и звуковых волн, ускоряющих селективность химических реакций и росту импульса кинетической энергии выхода радикальных форм продуктов сгорания углеводородов [1]:

$$S_0 \rightarrow h\nu_{возб,1} \rightarrow S_i^* <\approx> T_f^\alpha \approx> T_1 \rightarrow h\nu_{возб,2} \rightarrow T_j \approx I_{1,2}^* \approx> D_0^+ + e^-(\Delta E^*_{кол}), \quad (1)$$

где $h\nu_{возб,1}$ и $h\nu_{возб,2}$ - кванты возбуждения, D^+_0 – парамагнитное дублетное ОСС катиона, $\Delta e^-(\Delta E^*_{кол})$ - электронно-колебательная энергия электрона, захватываемого матрицей или дыркой, $S_i^* <\approx> T_f^\alpha$ - СОВ в системах промежуточных $T_jQ_mElExSt$, $T_f^\alpha <\approx> T_1$ - переходы при механизме ВК, $I^*_{1,2}$ - первый адиабатический потенциал ионизации [1-6].

По расщеплению линий мультиплета в измеренных ЭПР-спектрах и значению g-фактора = 2,0063 Гс, например, для антиокислительной присадки ионол (2,6-дитрет-бутил-4-метилфенол) [1] говорит о присутствии механизма накопления в основном состоянии в среде углеводородов радикалов $^{\bullet}$OH, т.е. активизации процессов переноса (миграции) массы и заряда в объем раствора и активации окислительных реакций в парамагнитных $T_jQ_mElExSt$.

Для большинства соединений углеводородов в сильном лазерном поле наблюдается запрет по спину на фосфоресцентный $T_1 \rightarrow S_0$ переход, но для радикалов в сильных магнит-

ных полях нижнее $T_{1(+,0,-)}ElExSt$ подрасщепляется [1-5], что указывает на изменение правил отбора по орбитальной симметрии для квантовых механизмов дезактивации и рекомбинации радикалов [6].

Основной механизм вторичной ионизации (I^{**}) зависит от скорости нарастания фронта импульса поля накачки и поля возбуждённых когерентных вторичных электронов в неразрывной обобщённой $S^*_iT_j(Q^*_mD_n)ElExSt$ плазме, который формирует энергетический спектр хемилюминесценции радикальных продуктов реакций: гидроксила, формила и формальдегида ($^{\bullet}$OH, -CHO$^{\bullet}$, $^{-}_2$H=C-O$^{\bullet}$). Потому, изучены механизмы: диссоциация в континуум, квазиравновесной диссоциации, неадиабатической диссоциации и предиссоциации и ЭКВ-разогрева (рис. 1,г,д,е,ж) [6].

Рассмотрен процесс генерации радикалов в среде углеводородов (матрицы) при дезактивации ЭЭКВ в системах $S^*_iT_j(Q^*_mD_n)ElExSt$ и передачи её на центры эмиссии механизмами: 1) Фёрстера, в котором при кулоновском поле механизм переноса энергии осуществляется на синглетный уровень акцептора при $r \approx$ 30-100 нм (диполь-дипольное взаимодействие между донором (D) и акцептором (A)). 2) при рекомбинационных процессах электрон-дырка ($e+h$): а) донор энергии (D^*) и акцептор (A) не образуют комплекса в $ElExSt$ и высвечивается квант мономолекулярной эмиссии (D^*), но комплекс распадается на молекулы $\rightarrow D+A$ в OCC; 3) донор и акцептор образуют комплекс в $ElExSt$ (D^*A^*) и высвечивается квант электролюминесценции (комплекс $\rightarrow D+A$); 4) донор и акцептор образуют комплекс в $ElExSt$ (D^*A), а затем высвечивается квант электролюминесценции (комплекс $\rightarrow D+A$). 5) Декстера: синглет-синглетный и триплет-триплетный перенос: $^3D^* + {}^1A \rightarrow {}^1D + {}^3A^*$ [6].

Таким образом, предложенный метод атомно-молекулярной структурной идентификации многоатомных соединений углеводородов и изучение сверхтонких парамагнитных взаимодействий в наведённых накачкой системах $S^*_iT_j(Q^*_mD_n)ElExSt$, позволяет получить серии N-,O-,S-соединений для лазерной фотоники в УФ- и видимой областях спектра $\Delta\lambda^{osc}$ = 320-1000 нм, а также изучить физические основы применения и перспективность выбора присадок и добавок для дисперсных сред углеводородов, с целью улучшения энергетики обменных процессов при формировании энергетических свойств поля плазмы [1-6].

Список используемых источников

1. Обухов А.Е. Оптическая спектроскопия и строение многоатомных соединений углеводородов и нефтепродуктов. // Оптика и спектроскопия. – 2018. - Т. 124, № 5. - С. 662–668.
2. Obukhov A.E. LCAO MO CSF CI INDO/S Quantum-Chemical Calculations of Characteristics of Electronic Transitions Involving Excited States in UV Absorption, Stimulated Emission, and Pump-Induced Reabsorption Spectra in N-,O-,S-Series of Heteroaromatic Molecules. // Laser Physics. - 1999. - Vol. 9, №. 3. - P. 723-735.
3. Obukhov A.E. The Structure of Spin-Orbital Transitions in N,O,S Azoaromatic Molecules with Allowance for High-Lying Singlet and Triplet States Populated with a Pump in LCAO MO CSF CI INDO/S Models. // Laser Physics. - 1999. - Vol. 9, №. 4. - P. 927 - 939.
4. Obukhov A.E. Effect of Electronically Excited Singlet and Triplet States on the Photophysical Properties in the Series of N,O,S Heterocyclic Compounds. // Laser Physics. - 2003. - Vol. 3. - P. 847-855.
5. Obukhov A.E. The Physical Principles of Simulating the Structure and Photophysical Properties of Complex Heteroaromatic Compounds by Means of the LCAO MO SCF CI Methods. // Laser Physics. - 1997. Vol. 7, №. 5. - P. 1102-1131.
6. Обухов А.Е. Когерентные сверхтонкие электронно-колебательные взаимодействия в триплетных возбуждённых состояниях, механизмы многоступенчатой ионизации, ЭК-разогрев, фрагментация, формирование детонационной волны, рекомбинация и горение многоатомных соединений углеводородов. / Сборник трудов VIII Всероссийской научной конференции с международным участием «Механика композиционных материалов и конструкций, сложных и гетерогенных сред» им. И. Ф. Образцова и Ю. Г. Яновского. – М.: 18-19 декабря 2018. ИПРИМ РАН. - С. 196-205.

УДК 538.915 537.6 535.015

МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ И ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ (Eu,Gd)O И EuO

Павлов В.В.

д.ф.-м.н., г.н.с.-зав.лаб., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Кац В.Н.

к.ф.-м.н., и.о. н.с., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Шелухин Л.А.

и.о. м.н.с., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Усачев П.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Аверьянов Д.В.

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

Соколов И.С.

инженер-исследователь, НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

Каратеев И.А.

лаборант-исследователь, НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

Парфенов О.Е.

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

Талденков А.Н.

к.ф.-м.н., с.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

Токмачев А.М.

к.ф.-м.н., в.н.с., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

Сторчак В.Г.

д.ф.-м.н., нач. лаб., НИЦ “Курчатовский институт”, Москва

Аннотация. *Проведены экспериментальные исследования линейных и квадратичных магнитооптических эффектов Керра и фотоиндуцированного эффекта Фарадея в магнитных пленках (Eu,Gd)O и исходного соединения EuO, эпитаксиально выращенных на стабилизированном иттрием диоксиде циркония. Квадратичный магнитооптический эффект Керра чрезвычайно высокой величины был обнаружен в (Eu,Gd)O и EuO, также измерены большие полярный и меридиональный линейные эффекты Керра. Динамика намагниченности была изучена с использованием метода зондирования и накачки с временным разрешением. Показано, что эффективное магнитное поле, создаваемое фемтосекундными импульсами лазера с круговой поляризацией, вызывает прецессию намагниченности в (Eu,Gd)O и EuO. EuO проявляет сильный фотоиндуцированный эффект Фарадея при превышении энергии фотонов света накачки ширины запрещенной зоны.*

MAGNETO-OPTICAL AND PHOTO-INDUCED PHENOMENA IN EPITAXIAL MAGNETIC FILMS (Eu,Gd)O AND EuO

Pavlov V.V.
Dr.Sc., main researcher, head of laboratory, Ioffe Institute, St. Petersburg

Kats V.N.
Ph. D., acting researcher, Ioffe Institute, St. Petersburg

Shelukhin L.A.
acting junior researcher, Ioffe Institute, St. Petersburg

Usachev P.A.
Ph. D., senior researcher, Ioffe Institute, St. Petersburg

Averyanov D.V.
Ph.D., senior researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

Sokolov I.S.
research engineer, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

Karateev I.A.
engineer, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

Parfenov O.E.
Ph.D., leading researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

Taldenkov A.N.
Ph.D., senior researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

Tokmachev A.M.
Ph.D., leading researcher, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

Storchak V.G.
Dr.Sc., head of the laboratory, NRC "Kurchatov Institute", Moscow

Annotation. *We report experimental studies of the linear and quadratic magneto-optical Kerr effects and photo-induced Faraday effect in magnetic films of (Eu,Gd)O and its parent compound EuO epitaxially grown on yttria-stabilized zirconia. A quadratic magneto-optical Kerr effect of exceptionally high magnitude, strong polar and longitudinal linear Kerr effects have been demonstrated in (Eu,Gd)O and EuO. The temporal evolution of magnetization has been studied employing a time-resolved pump-probe technique. The effective magnetic field generated by circular polarized femtosecond laser pulses triggers precession of (Eu,Gd)O and EuO magnetization. EuO exhibits a strong photo-induced Faraday effect as soon as the photon energy of the pumped light exceeds the band gap.*

Introduction

Magnetic semiconductors EuX (X = O, S, Se, Te) constitute a family of materials with a considerable potential for applications in spintronics, integrated optoelectronics and novel functional electronics. The applications stem from unique electronic, magnetic, optical, and magneto-optical properties of EuX. Many of those properties are determined by the electronic structure of Eu^{2+} ions

with a half-filled 4*f*-shell. Strongly localized *f*-electrons align according to the Hund's rule to produce the total spin 7/2. In EuX, strong onsite Coulomb interaction results in a significant energy splitting between occupied and unoccupied 4f states [1]. Besides the advanced electronic properties, EuX (EuO in particular) enjoy developed synthetic routes to epitaxial films on different substrates [2, 3] providing ample opportunities for physical experimentation.

Experimental technique

In our experiments, thin epitaxial films of (Eu,Gd)O and EuO, synthesized by reactive molecular beam epitaxy on the transparent substrate of yttrium-stabilized zirconia (YSZ) were placed in a closed-cycle optical cryostat that allowed measurements in the temperature range of 3-300 K. The Curie temperature of EuO is $T_C = 69$ K; however, doping with 3% Gd promotes the magnetic order to increase T_C to 123 K. The ferromagnetism of EuO results from the interplay between two competing Eu-Eu exchange interactions – a ferromagnetic interaction of the nearest neighbors and an antiferromagnetic next-nearest-neighbor interaction.

Experiments were carried out in reflection for the linear and quadratic magneto-optical Kerr effects (QMOKE) and in transmission for the Faraday effect. To study magnetization dynamics we used a time-resolved pump-probe technique.

Results and discussion

Figure 1a shows the QMOKE signal as a function of applied magnetic field. The dependence is symmetric with respect to inversion of the external magnetic field, as expected for an effect even with respect to **M**. The amplitude of the QMOKE rotation exceeds 1 deg [4], which is at least an order of magnitude higher than the previous record value for the QMOKE (reported for (Ga,Mn)As) [5].

Figure 1b shows EuO magnetization dynamics at 20 K in a magnetic field **B** = -0.2 T. The pumped light helicities σ^+ and σ^- control phases of magnetization dynamics in EuO. Various experiments have been able to demonstrate the ability of light to act as an effective magnetic field on a femtosecond time scale via the inverse Faraday effect [6].

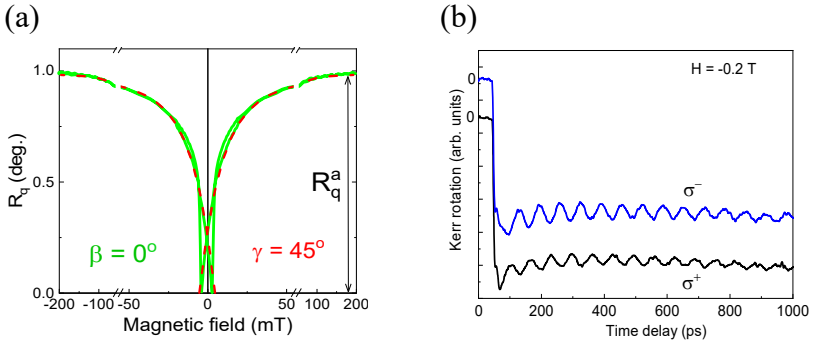


Figure 1. *(a) magnetic field dependence of the QMOKE in $Eu_{0.97}Gd_{0.03}O$; the solid line represents experimental data and the dashed line represents a fit; (b) magnetization dynamics in EuO.*

The top of the valence band in EuO is formed by localized 4*f*-states. The first excited 5*d*-state contributes to the conduction band. Light with a photon energy exceeding the band gap excites electrons into the conduction band and these *d*-electrons interact with the unexcited 4*f* lattice spins. The strong *d-f* exchange interaction results in lattice spins forming a giant magnetic polaron with a large magnetic moment [7]. Thus, the ferromagnetic contribution to the exchange interaction can be

modified by electronic excitations of the 4*f*-valence band to the 5*d*-conduction band, giving rise to the phenomenon of optical orientation [8]. In EuO, high densities of exciton states is achieved due to the long lifetime of excited electrons [9]. As a result, the excited electrons trigger the magnetization precession in (Eu,Gd)O and EuO.

The formation of magnetic polarons in intrinsic magnetic semiconductors was theorized by Nagaev [1]. Muon spin rotation witnesses formation of small magnetic polarons in EuO and other Eu chalcogenides [10, 11]. However, observation of photo-induced spin polarons in EuO has been lacking. In the present work, we studied the photo-induced Faraday effect in EuO. The photo-induced signal is significant around the Curie temperature. It bears analogy to recent magneto-optical experiments in another ferromagnet EuS [12].

This work is supported by NRC “Kurchatov Institute” [No. 1055 (infrastructure)], the Russian Foundation for Basic Research [grant 19-52-12063 (optical studies)], and the Russian Science Foundation [grants 20-79-10028 (synthesis) and 19-19-00009 (characterization)]. D.V.A. acknowledges support from the President’s scholarship [SP 1398.2019.5].

References

1. Nagaev E.L. Ferromagnetic and antiferromagnetic semiconductors // Sov. Phys. Usp. – 1975. – V. 19. – P. 863-892.
2. Averyanov D.V., Parfenov O.E., Tokmachev A.M., et al. Fine structure of metal-insulator transition in EuO resolved by doping engineering // Nanotechnology – 2018. – V. 29. – P. 195706-1-10.
3. Averyanov D.V., Sokolov I.S., Karateev I.A., et al. Chaos at interface brings order into oxide/silicon structure // Adv. Funct. Mater. – 2021. – P. 2104925-1-6.
4. Kats V.N., Nefedov S.G., Shelukhin L.A., et al. Giant quadratic magneto-optical Kerr effect in (Eu,Gd)O films for magnetic field sensing // Appl Mater. Today – 2020. – V. 19. – P. 100640-1-9.
5. Kimel A.V., Astakhov G.V., Kirilyuk A., et al. Observation of giant magnetic linear dichroism in (Ga,Mn)As // Phys. Rev. Lett. – 2005. – V. 94. – P. 227203-1-4.
6. Pitaevskii L.P. Electric forces in a transparent dispersive medium // Sov. Phys. JETP – 1961. – V. 12. – P. 1008-1013.
7. Henriques A.B., Naupa A.R., Usachev P.A., et al. Photoinduced giant magnetic polarons in EuTe // Phys. Rev. B – 2017. – V. 95. – P. 045205-1-6.
8. Pavlov V.V., Pisarev R.V., Nefedov S.G., et al. Magnetic-field-induced crossover from the inverse Faraday effect to the optical orientation in EuTe // J. Appl. Phys. – 2018. – V. 123. – P. 193102-1-4.
9. Golovnev Yu.F., Vlasova Ya.V. Exciton polaritons in ferromagnetic semiconductor EuO // Bulletin of RAS: Physics – 2019. V. 83. – № 7. – P. 825-827.
10. Storchak V.G., Parfenov O.E., Brewer J.H., et al. Direct observation of the magnetic polaron // Phys. Rev. B – 2009. – V. 80. – P. 235203-1-7.
11. Storchak V.G., Eshchenko D.G., Morenzoni E., et al. Magnetic polarons in Eu-based films of magnetic semiconductors // Phys. Rev. B – 2010. – V. 81. – P. 153201-1-4.
12. Usachev P.A., Katz V.N., Pavlov V.V. Photo-induced magneto-optical Kerr effect in europium sulfide EuS // Phys. Solid State – 2020. – V. 62. – P. 1619-1623.

УДК 681.2.082.16, 53.082.79

ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛЬНОЙ ТОЧНОСТИ БАЛАНСНОГО КВАНТОВОГО ЯМР ДАТЧИКА ВРАЩЕНИЯ ОТ РАЗМЕРА ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКИ

Петров В.И.
научный сотрудник АО «Концерн"ЦНИИ"Электроприбор»

Вершовский А.К.
д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник ФТИ им. А.Ф. Иоффе

Аннотация. *Создание компактного балансного квантового датчика вращения (гироскопа) на эффекте ядерного магнитного резонанса в ксеноне представляет собой одну из наиболее насущных и перспективных задач современной метрологии. Предельная точность такого датчика ограничена эффектом изотопического сдвига, который, в свою очередь, обусловлен разницей времен релаксации двух изотопов ксенона в условиях пространственно неоднородной спин-обменной накачки ядерных магнитных моментов. В работе представлены зависимости величины изотопического сдвига от размера содержащей рабочее вещество газовой ячейки, полученные методами численного моделирования на основе данных эксперимента, а также рекомендации по оптимизации параметров ячейки при уменьшении её размеров.*

Ключевые слова: *ядерный магнитный резонанс, прецессия ядерного момента, изотопический сдвиг, стабильность сдвига нуля*

DEPENDENCE OF THE ULTIMATE ACCURACY OF THE BALANCED QUANTUM NMR ROTATION SENSOR ON THE SIZE OF THE GAS CELL

Petrov V. I.
Concern CSRI Elektropribor, JSC, St. Petersburg 197046, Russia

Vershovskii A.K.
Ioffe Institute, St. Petersburg 194021, Russia

Annotation. *Development of a compact balanced rotation sensor (gyroscope) based on the effect of nuclear magnetic resonance in xenon is one of the most needful and promising tasks of modern metrology. The accuracy of such sensor is limited by the effect of the isotope shift, which is caused by the difference in the relaxation times of two xenon isotopes under conditions of spatially inhomogeneous spin-exchange pumping of nuclear magnetic moments. The article presents the dependences of the isotope shift value on the size of the gas cell containing the working substance, obtained by numerical simulation methods based on experimental data, as well as recommendations for optimizing the decreasing in size cell parameters.*

Keywords: *nuclear magnetic resonance, nuclear moment precession, isotope shift, zero shift stability*

На основе явления прецессии Лармора возможно построение квантового датчика вращения (КДВ). Для исключения магнитного шума применяется балансная схема КДВ,

использующая два ядерных парамагнетика (изотопа), обладающих разными величинами гиромагнитных отношений. Это позволяет, решая систему из двух уравнений с двумя неизвестными, определить и скорость вращения системы, и величину магнитного поля.

В 2013 г. было обнаружено [1], что соотношение между частотами ларморовской прецессии двух изотопов ксенона ^{129}Xe и ^{131}Xe, находящихся в одной ячейке, и возбуждаемых спин-обменом с атомами находящегося в той же ячейке щелочного металла, не сохраняется при изменении знака и степени поляризации щелочного металла (ЩМ). Было приведено значение относительной разности $\delta B_A=0{,}0017$ величин эффективного внутреннего поля B_a, при измерении его магнитометрами на используемых изотопах ^{129}Xe и ^{131}Xe. Этот эффект был назван изотопическим сдвигом (ИС). Было показано [2], что ИС является основным фактором, ухудшающим долговременные точностные характеристики балансных датчиков. Наши экспериментальные исследования показали, что ИС не является постоянной величиной: при изменении температуры величина δB_A меняет не только значение, но и знак. Нами было высказано и впоследствии доказано предположение о том [3, 4], что эффект ИС вызван поглощением света оптической накачки в оптически плотной среде. Поляризованные преимущественно у фронтальной поверхности рабочей ячейки, т.е. в области, где внутреннее поле максимально, атомы Xe диффундируют по объему ячейки, усредняя неоднородное внутреннее поле. Чем больше время жизни атома Xe в поляризованном состоянии, тем ближе измеренное значение внутреннего поля к среднему по ячейке.

Данных, приведенных на рис. 1 из работы [5], достаточно для того, чтобы разделить вклады объемной и пристеночной релаксации для обоих изотопов ксенона, и в дальнейшем варьировать в модели величину суммарного давления P при сохранении отношения парциальных давлений P_{N2} и P_{Xe}. Эти данные позволили нам модифицировать численную модель, описанную в [4], и дополнить ее зависимостями скоростей релаксации Xe от температуры ячейки и суммарного давления газовой смеси. Структура, описывающая атомный ансамбль в нашей численной модели, графически представлена на рис. 1.

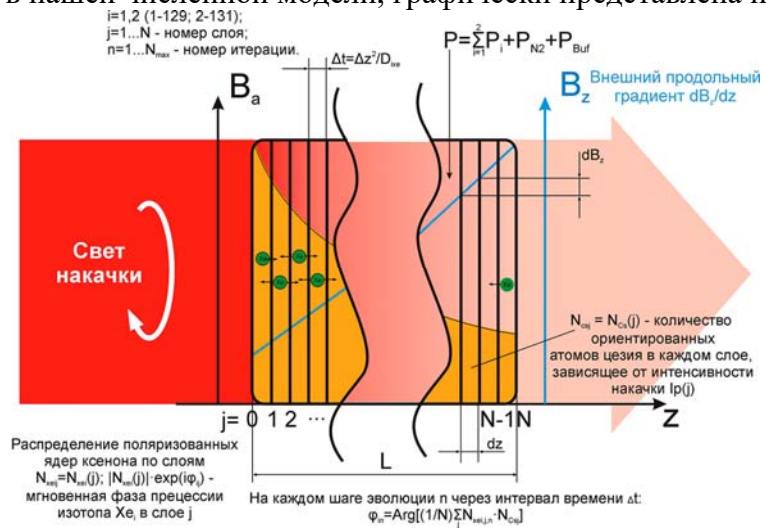
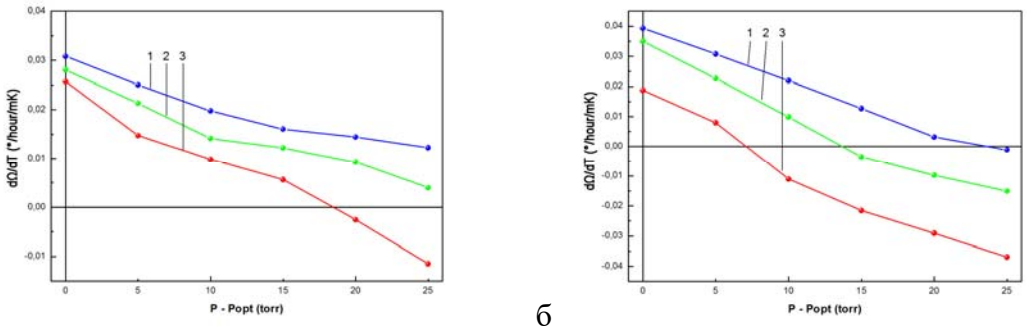


Рис. 1. Физическая основа численной модели. Ячейка делится в направлении распространения света накачки на j=1…N слоёв, в каждом из которых вычисляется распределение поляризованных ядер каждого i-го Xe (i=1, 2; 1 – ^{129}Xe, 2 – ^{131}Xe), их фаза прецессии φ_i, на каждом n-ом ($n=1\ldots N_{max}$) шаге итерации. Время шага итерации определяется как среднее время прохождения одного слоя ячейки $\Delta t=\Delta z^2/D_{ixe}$, где D_{ixe} – коэффициент диффузии ксенона в цезии.

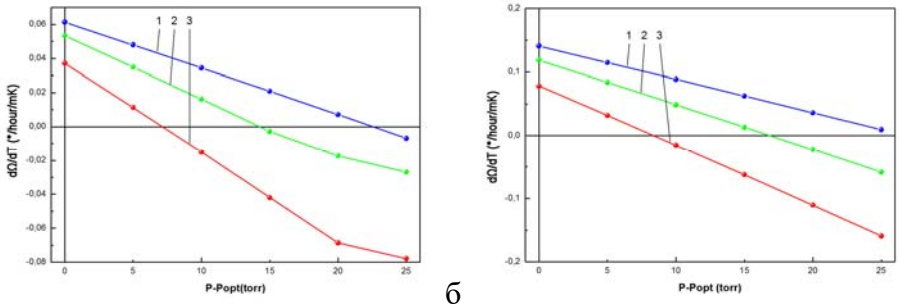
Ниже представлены расчётные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения от суммарного давления P; расчет основан на модифицированной модели [4, 5] и данных [5] об оптимальных температурах и давлениях. На последующих рисунках представлены иллюстративные расчётные зависимости поведения сдвига нуля балансного датчика вращения от давления и температуры для кубических ячеек с длиной ребра L от 1 до 20 мм. Используя эти зависимости, можно оценить пригодность ячейки соответствующего

размера для построения датчика вращения навигационного класса с допуском на сдвиг нуля 0,001 °/час/мК, учитывая, что точность системы термостабилизации может составить от 1 до 10 мК.



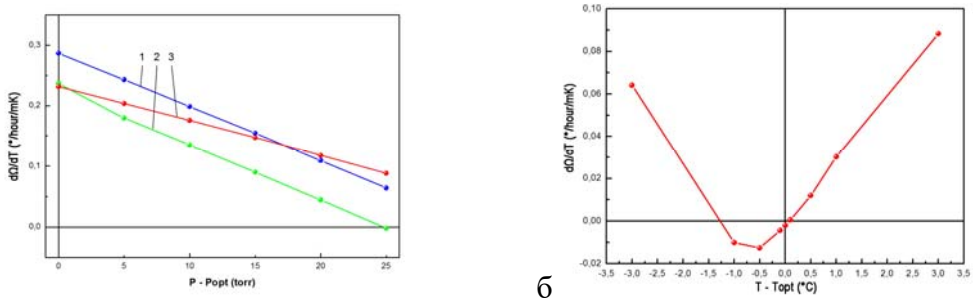
а б

Рис. 2. Расчётные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения при суммарном давлении, превышающем оптимальное; а - для ячейки 20 мм, 1 – Topt-3 ºС, 2 – Topt, 3 – Topt+3 ºС; б – для ячейки 10 мм, 1 – Topt-3 ºС, 2 – Topt, 3 – Topt+3 ºС.



а б

Рис. 3. Расчётные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения при суммарном давлении, превышающем оптимальное; а - для ячейки 5 мм, 1 – Topt-3 ºС, 2 – Topt, 3 – Topt+3 ºС; б – для ячейки 2 мм, 1 – Topt-3 ºС, 2 – Topt, 3 – Topt+3 ºС.



а б

Рис. 4. Расчетные зависимости температурного сдвига нуля балансного датчика вращения для ячейки 1 мм при суммарном давлении, превышающем оптимальное; а – от давления при 1 – Topt-3 ºС, 2 – Topt, 3 – Topt+3 ºС; б – от температуры при P = Popt+25 торр.

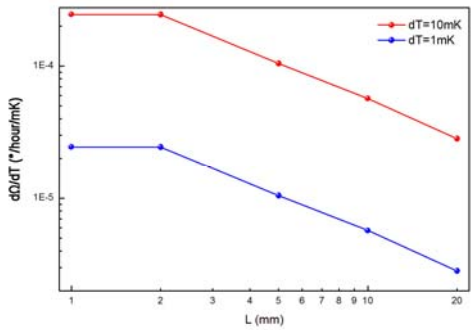


Рис. 5. Предельно достижимая стабильность сдвига нуля квантового датчика вращения для ячеек в диапазоне размеров от 1 до 20 мм в диапазоне стабильности температуры от 1 до 10 мК.

Выводы

Приведённые данные расчётов дают представление о предельно достижимой стабильности сдвига нуля квантовых датчиков вращения, построенных на газовых ячейках с изотопами ксенона ^{129}Xe и ^{131}Xe в широком диапазоне размеров ячеек и давлений газовой смеси при температурах, близких к оптимальным по светопропусканию. Отмечается, что при сочетании оптимальной температуры и давлении, несколько превышающем оптимальное, вполне возможно подавление сдвига нуля, обусловленного эффектом изотопического сдвига, до уровня ниже 0,001 °/час/мК на ячейках всех исследованных размеров. При этом снижение размера ячейки ниже 1 мм приведёт к значительному усилению неоднородности внутреннего поля ячейки вследствие критического влияния пристеночной релаксации, что, в свою очередь, вызовет сложнопрогнозируемые изменения изотопического сдвига, и как следствие – сдвига нуля датчика.

Список использованных источников:

1. Bulatowicz, M., Griffith, R., Larsen, M., Mirijanian, J., Fu, C. B., Smith, E., Snow W. M., Yan, H., and Walker, T.G. Laboratory Search for a Long-Range T-Odd, P-Odd Interaction from Axionlike Particles Using Dual-Species Nuclear Magnetic Resonance with Polarized ^{129}Xe and ^{131}Xe Gas // PRL, vol.111, 2013 - pp.102001.
2. Walker T., Larsen M. Chapter eight–spin-exchange-pumped NMR gyros // Adv. At. Mol. Opt. Phys. Vol. 65, 2016 - p. 373–401.
3. Вершовский А. К., Пазгалёв А. С., Петров В. И. Природа эффекта рассогласования частот прецессии ядер ^{129}Xe и ^{131}Xe при спин-обменной накачке атомами щелочного металла // Журнал технической физики. № 7, т. 44, 2018 - с. 88 - 94.
4. Petrov V.I., Pazgalev A.S., Vershovskii A.K. Isotope Shift of Nuclear Magnetic Resonances in ^{129}Xe and ^{131}Xe Caused by Spin-Exchange Pumping by Alkali Metal Atoms // IEEE Sensors Journal. Vol. 20, № 2, 2020 - p. 760–766.
5. Вершовский А. К., Петров В. И. Моделирование размерных зависимостей изотопического сдвига ЯМР в ксеноне // Гироскопия и навигация. Т.28, №2 (109). 2020 - с. 11-24.
6. Happer, W., Miron, E., Schaefer, S., Schreiber, D., W. A. van Wijngaarden, and Zeng X. Polarization of the nuclear spins of noble-gas atoms by spin exchange with optically pumped alkali-metal atoms // Phys. Rev. A. Vol. 29, № 6. 1984 - p. 3092–3110.
7. Zeng, X., Wu, Z., Call, T., Miron, E., Schreiber, D., and Happer, W. Experimental determination of the rate constants for spin exchange between optically pumped K, Rb, and Cs atoms and ^{129}Xe nuclei in alkali-metal – noble-gas van der Waals molecules // Phys. Rev. A.. Vol. 31, № 1. 1985 - p. 260–278.
8. Hsu, J., Wu, Z., Happer, W. Cs induced ^{129}Xe nuclear spin relaxation in N_2 and He buffer gases // Physics Letters A. Vol. 112, № 3. 1985 - p. 141–145.
9. Wu, Z., Schaefer, S., Cates, G. D., and Happer W. Coherent interactions of the polarized nuclear spins of gaseous atoms with the container walls // Phys. Rev. A. Vol. 37, № 4. 1988 - p. 1161–1175.
10. Wu, Z., Happer, W., Kitano, M., and Daniels, J. Experimental studies of wall interactions of adsorbed spin-polarized ^{131}Xe nuclei // Phys. Rev. A. Vol. 42, № 5. 1990 - p. 2774–2784.
11. Вершовский А.К., Пазгалёв А.С. Оптимизация фактора качества магнитного Мх-резонанса в условиях оптической накачки // ЖТФ. № 5. 2007 - с. 116–124.

УДК 539.23

ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО СОСТАВА И СУБСТРУКТУРЫ НАНОКОМПОЗИТОВ $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(MgF_2)_{100-x}$ НА ИХ МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

Ганьшина Е.А.

д.ф-м.н, профессор, в.н.**с**
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Гаршин В.В.

аспирант
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Припеченков И.М.

магистр
Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова

Ситников А.В.

д.ф-м.н, профессор, профессор
Воронежский Государственный технический университет

Ивков С.А.

ведущий электронщик
Воронежский Государственный университет

Домашевская Э.П.

д.ф-м.н, профессор, профессор
Воронежский Государственный университет

Аннотация. *Впервые исследованы структурные и магнитооптические свойства нанокомпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(MgF_2)_{100-X}$ с полиэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице из фторида магния на подложках из стекла и ситалла, и выявлено влияния фазового состава и субструктуры нанокомпозитов на их магнитооптические свойства. При совместном анализе спектральных, полевых и концентрационных зависимостей ЭЭК и рентгенодифрактограмм образцов нанокомпозитов на разных подложках установлено, что процессы самоорганизации при росте нанокомпозитов с увеличением x идут по-разному и зависят от материала и структурного состояния подложки.*

Ключевые слова: *нанокомпозиты, экваториальный эффект Керра, процессы самоорганизации на стекле и ситалле*

INFLUENCE OF THE PHASE COMPOSITION AND SUBSTRUCTURE ON THE MAGNETIC AND MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF NANOCOMPOSITES $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(MgF_2)_{100-x}$

Ganshina E.A.
Dr.Sc., Professor, Moscow State University M.V. Lomonosov Moscow, Russia

Ivkov S.A.
Leading electronics engineer,Voronezh State University, Voronezh, Russia

Garshin V.V.
PhD Student, Moscow State University M.V. Lomonosov Moscow, Russia

Priperchenkov I.M.
Master student, Moscow State University M.V. Lomonosov Moscow, Russia

Sitnikov A.V.
Dr.Sc., Professor, Voronezh State Technical University, Voronezh, Russia

Domashevskaya E.P
Dr.Sc., Professor, Voronezh State University, Voronezh, Russia

Annotation. *The structural and magneto-optical properties of nanocomposites $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(MgF_2)_{100-X}$ with a polyelement ferromagnetic phase in an oxygen-free dielectric matrix made of magnesium fluoride on glass and sital substrates are studied for the first time, and of the phase composition and substructure of nanocomposites on their magneto-optical properties the effects are revealed. A joint analysis of the spectral, field and concentration dependences of the TKE and X-ray diffractograms of nanocomposite samples on different substrates revealed that the processes of self-organization during the growth of nanocomposites with an increase in X are different and depend on the material and structural state of the substrate.*

Keywords: *nanocomposites, transverse Kerr effect, self-organization processes on glass and sital, phase changes, magnetic percolation threshold*

Целью настоящей работы являлось исследование магнитных и магнитооптических свойств нанокомпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_x(MgF_2)_{100-x}$ с полиэлементной ферромагнитной фазой в бескислородной диэлектрической матрице фторида магния и выявление влияния фазового состава и субструктуры нанокомпозитов (НК) на их магнитооптические свойства.

Слои НК микронной толщины были получены ионно-лучевым распылением составной мишени в атмосфере аргона, в широкой области концентраций 9at% $\leq x \leq$ 50at% на подложки из стекла и ситалла.

Методом рентгеновской дифракции был исследован процесс формирования и фазовый состав НК. Для изучения магнитооптических свойств были получены спектральные, полевые и концентрационные зависимости экваториального эффекта Керра (ЭЭК) [1].

Для контроля магнитных свойств были проведены измерения петель гистерезиса на вибрационном магнитометре. Рентгеноструктурные, магнитные и магнитооптические исследования проводились на одних и тех же образцах.

Сравнение результатов рентгеноструктурных исследований для композитов двух серий, полученных на аморфных стеклянных подложках и на поликристаллических ситалловых подложках, показывает, что материал подложки оказывает влияние на процессы самоорганизации и фазовые переходы, обусловленные соотношением металлической и

диэлектрической компонент в нанокомпозитах. При этом, если начало перехода из аморфного сплава CoFeZr в нанокристаллическую гексагональную фазу на обоих типах подложек происходит при очень близких составах около *x*~30-35 at%, то составы для начала второго фазового перехода сплава CoFeZr из гексагональной в объемноцентрированную структуру различаются значительно: *x*=38 at% в НК на стеклянных подложках и *x*=46 at% в НК на ситалловых подложках

Методами МО спектроскопии выявлены особенности, соответствующие фазовым структурным переходам в магнитных гранулах.

При исследовании спектральных и полевых зависимостей ЭЭК установлено, что в области магнитного порога перколяции $x_{фм}$~ 30 at% в НК происходит переход от суперпарамагнитного к феромагнитному состоянию. В этой области концентраций ($x \leq x_{фм}$) тенденции изменения величины и вида спектров ЭЭК композитов с бескислородной матрицей ведут себя аналогично композитам с матрицей на основе оксидных диэлектриков с аморфными гранулами [1,2].

С ростом концентраций $x>x_{фм}$ в спектрах ЭЭК выявлены особенности, связанные со структурными переходами в магнитных гранулах. С увеличением содержании металлической компоненты до *x*~30 at.% металлические кластеры CoFeZr ранее аморфной фазы начинают объединяться в нанокристаллы на основе гексагональной плотноупакованной структуры α-Co. Изменения вида спектров ЭЭК совпадают с началом формирования нанокристаллов гексагональной симметрии и переходом от суперпарамагнитного к феромагнитному состоянию нанокомпозитов независимо от типа подложки .

С дальнейшим увеличением относительного содержания магнитной фазы до x=43-47 ат.%, в НК на стекле происходит второй фазовый структурный переход от гексагональной плотноупакованной к кубической ОЦК структуре нанокристаллов CoFeZr в аморфной диэлектрической матрице MgF_2. В этой же области концентраций происходит и дальнейшая трансформация вида магнитооптических спектров, и наблюдается аномалия в концентрационной зависимости величины ЭЭК.

Сравнение спектральных и концентрационных зависимостей ЭЭК для НК на подложках из стекла и ситалла показало, что наиболее сильные различия происходят в области второго фазового структурного перехода.

Различие в спектральных зависимостях ЭЭК для нанокомпозитов $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(MgF_2)_{100-X}$ на подложках из стекла и ситалла свидетельствует о том, что процессы самоорганизации в нанокомпозитах на разных подложках различаются. Материал и структура подложки (стекло - аморфная, ситалл - кристаллическая) влияют на процессы формирования нанокристаллов CoFeZr с ростом концентрации x. Отсутствие формирования большого отрицательного максимума в спектрах ЭЭК в области энергий ~1,2 эВ с ростом x до ~46 at.% свидетельствует о том, что в нанокомпозитах на ситалле процессы перестройки нанокристаллов CoFeZr от гексагональной плотноупакованной структуры на основе Co к кубической ОЦК структуре на основе α-железа с ростом X слабее, чем в нанокомпозитах на стекле.

Полученные результаты магнитооптических исследований хорошо коррелируют с результатами рентгеноструктурного фазового анализа. Установлена связь между процессами самоорганизации при росте НК с увеличением *x* и магнитооптическими свойствами композитов.

Список использованных источников:

1. Ганьшина Е. А., Вашук М. В., Виноградов А. Н., и др./ Эволюция оптических и магнитооптических свойств в нанокомпозитах аморфный металл-диэлектрик //Журнал экспериментальной и теоретической физики. – 2004. – Т. 125. – №. 5. – С. 1172-1183.

2. Гриднев С. А., Калинин Ю. Е., Ситников А. В., Стогней О. В. /Нелинейные явления в нано- и микрогетерогенных системах.// – Москва.- БИНОМ, Лаборатория знаний, 2012.-352 с.

УДК 537.632

МАГНИТНЫЙ КРУГОВОЙ ДИХРОИЗМ И ПОГЛОЩЕНИЕ КРИСТАЛЛА $HoAl_3(BO_3)_4$ В ОБЛАСТИ *f-f* ПЕРЕХОДА $^5I_8 \rightarrow {}^5S_2$

Соколов В. В.

к.ф.м.н., м.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Малаховский А. В.

д.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Гудим И. А.

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН

Аннотация. *Работа посвящена изучению спектров поглощения и магнитного кругового дихроизма (МКД) кристалла $HoAl_3(BO_3)_4$. С помощью спектров МКД определены Зеемановские расщепления линий поглощения. Зеемановские расщепления также вычислены теоретически в приближении волновых функций свободного иона.*

Ключевые слова: *ионы Ho^{3+}, f-f переходы, магнитный круговой дихроизм.*

MAGNETIC CIRCULAR DICHROISM AND ABSORPTION OF $HoAl_3(BO_3)_4$ CRYSTAL IN THE REGION OF *f-f* TRANSITION $^5I_8 \rightarrow {}^5S_2$

Sokolov V. V.

candidate phys.-math. sciences, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Malakhovskii A. V.

doctor phys.-math. sciences, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Gudim I. A.

candidate phys.-math. sciences, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS

Annotation. *This work is devoted to the study of the absorption and magnetic circular dichroism (MCD) spectra of the $HoAl_3(BO_3)_4$ crystal. The Zeeman splitting of the absorption lines was determined using the MCD spectra. Zeeman splittings were also calculated theoretically in the approximation of the wave functions of free ion.*

Keywords: *Ho^{3+} ion, f-f transitions, magnetic circular dichroism.*

Измерены спектры магнитного кругового дихроизма (МКД) и поляризованные спектры поглощения $HoAl_3(BO_3)_4$ в области *f-f* перехода $^5I_8 \rightarrow {}^5S_2$ при температуре 90 K. Переходы из возбуждённых подуровней основного мультиплета идентифицированы на основании поляризации переходов с использованием правил отбора в симметрии D_3. Заглавные буквы на рис. 1 и в табл. 1 обозначают переходы из основного состояния, а строчные буквы

обозначают переходы из возбуждённых подуровней основного мультиплета. Спектры поглощения были разложены на компоненты формы Лоренца и определены их интенсивности (табл. 1).

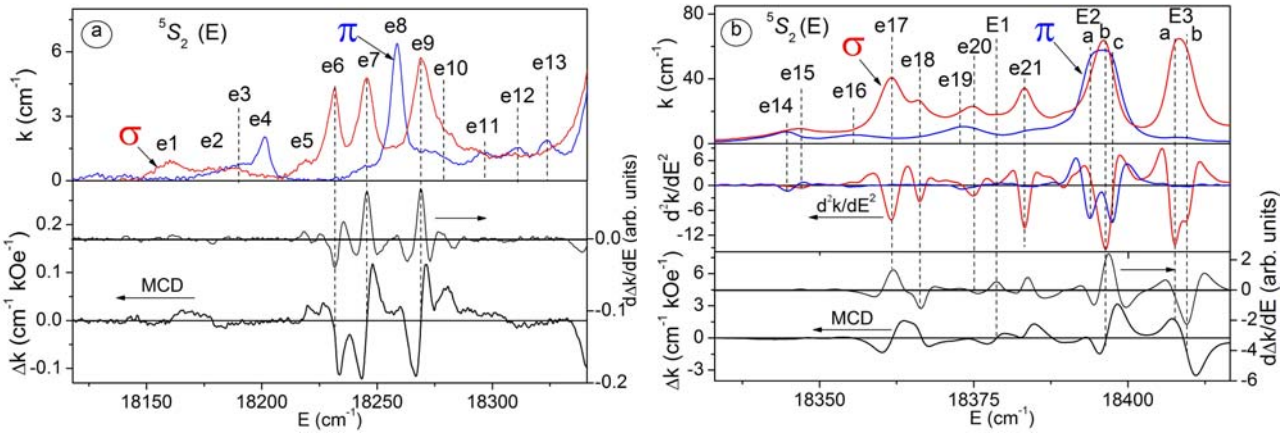


Рис. 1 (a, b). 1) Поляризованные спектры поглощения (k), вторая производная от поглощения (d^2k/dE^2), производная от дихроизма ($d\Delta k/dE$) и магнитный круговой дихроизм (Δk) перехода $^5I_8 \rightarrow {}^5S_2$ при температуре 90 K в $HoAl_3(BO_3)_4$.

Таблица 1. Энергии уровней и переходов (E), интенсивности переходов в π и σ поляризациях (I_π, I_σ), измеренные экспериментально (Δg_C) и теоретические значения (Δg_{CM}) изменения фактора Ланде.

Мультиплеты	Уровни, переходы	E (cm^{-1}) (90 K)	I_π (cm^{-2})	I_σ (cm^{-2})	Δg_C	Δg_{CM}	M_J
$^5I_8$	Gr1 (E_1)	0					1
	Gr2 (E)	12-12.8					
	Gr3 (A_1)	14-14.3					
	Gr4 (A_2)	20-22.5					
	Gr5 (A_2)	33-34.5					
	Gr6 (A_1)	123-127					
	Gr7 (E)	134-138					
	Gr8 (E)	144-149					
	Gr9 (A_2)	174-178					
$^5S_2$	E1 (A_1)	18378.5		71	(+)		
	E2a (E_2)	18394	290				
	E2b (E_2)	18396		333	+5.3	+5.5	2
	E2c (E_2)	18397	226				
	E3a (E_1)	18407	π	122			
	E3b (E_1)	18409	10	278	-6.3	-6.5	1
	e6 (Gr8-E1)	18231		34.69	-5.1		
	e7 (Gr7-E1)	18245		45	+5.1		
	e9 (Gr7-E3)	18270	π	76	+4.5		
	e17 (Gr5-E2)	18361.4		236.2	+5		

Используя спектры поглощения и МКД, были найдены значение Зеемановского расщепления $\Delta\omega_0$ согласно формуле:

$$\Delta\omega_0 = 2\frac{\Delta k_{dm}}{k_m}\left|\omega_m - \omega_0\right| \quad (1)$$

Где Δk_{dm} и ω_m – это величина и положение экстремумов диамагнитной линии МКД соответственно, а k_m - амплитуда поглощения $\alpha(\sigma)$ поляризованной линии.

Экспериментальные изменения фактора Ланде Δg_C при переходах (табл. 1) были найдены по Зеемановскому расщеплению переходов в магнитном поле, направленном вдоль оси C_3 кристаллов из соотношения:

$$2\hbar\Delta\omega_0 = \mu_B H \Delta g_C \tag{2}$$

Основное состояние иона гольмия $^5I_8$ при переходе к кубической и далее к тригональной симметрии трансформируется следующим образом:

$$^5I_8\ (J{=}8) \rightarrow A_1 + 2E + 2T_1 + 2T_2 \rightarrow A_1 + 2E + 2(A_1{+}E) + 2(A_2{+}E) \tag{3}$$

Электронные состояния в одноосных кристаллах могут быть описаны в первом приближении волновыми функциями $\left|J,\pm M_J\right\rangle$ свободного атома и кристаллического квантового числа μ. Между значениями μ, M_J и неприводимыми представлениями состояний существует следующее соответствие [1]:

$M_J =$	0	±1	± 2	$(\pm3)_{1,2}$	±4	± 5	$(\pm6)_{1,2}$	±7	±8	(4)
$\mu =$	0	±1	∓ 1	0	±1	∓ 1	0	±1	∓ 1	(5)
	A_1	E_1	E_2	A_1,A_2	E_1	E_2	A_1,A_2	E_1	E_2	(6)

Дублеты E_1 и E_2 отличаются знаком μ. Проекция M_J определяет расщепление состояния в магнитном поле. Соответственно фактор Ланде g_{CM} дублета $\pm M_J$ в приближении $\left|J,\pm M_J\right\rangle$ волновых функций равен:

$$g_{CM} = 2gM_J \tag{7}$$

где g - фактор Ланде свободного иона (табл. 2). Тогда мы можем теоретически оценить изменения фактора Ланде Δg_{CM} при переходах между состояниями, используя правила отбора для числа μ [2].

Таблица 2. Факторы Ланде состояний (g_{CM}) вдоль оси C_3 в приближении функций $\left|J,\pm M_J\right\rangle$ свободного атома

		A_1	E_1	E_2	A_1,A_2	E_1	E_2	A_1,A_2	E_1	E_2
	M_J	0	1	2	$(\pm3)_{1,2}$	4	5	$(\pm6)_{1,2}$	7	8
State	g									
$^5I_8$	1.25	0	2.5	5	0	10	12.5	0	17.5	20
$^5S_2$	2.00	0	4	8						

Возбуждённые $^5S_2$ состояния расщепляются в кубическом и тригональном полях следующим образом:

$$\begin{gathered} ^5S_2 \quad J{=}2 \rightarrow T_2 + E \rightarrow (A_1 + E) + E \\ \qquad\qquad\quad \text{E1} \quad \text{E2} \quad \text{E3} \end{gathered} \tag{8}$$

E1, E2 и E3 – общепринятые обозначения состояний и переходов в данном мультиплете.

В работе [3] из магнитных измерений и расчета кристаллического поля было получено, что фактор Ланде основного состояния g_C=2.52. Эта величина близка к теоретическому значению g_{CM}=2.5 (табл. 2) для состояния M_J=1 с симметрией E_1. Для определения знаков Зеемановских расщеплений переходов была использована табл. 3, которая была получена в работе [2] из диаграммы переходов и правил отбора для состояний с целым моментом.

Таблица 3. Знаки Зеемановских расщеплений переходов. Первые знаки для переходов $E_1 \leftrightarrow E_2$ относятся к случаю, когда расщепление основного состояния больше, чем расщепление возбуждённого состояния. Абсолютная величина расщепления переходов $E_1 \rightarrow E_1$ и $E_2 \rightarrow E_2$ равна сумме расщеплений основного и возбуждённого состояний, а переходов $E_1 \leftrightarrow E_2$ равна разности.

	A	E_1	E_2
$A \rightarrow$	0	(-)	(+)
$E_1 \rightarrow$	(-)	(-)	(-,+)
$E_2 \rightarrow$	(+)	(+,-)	(+)

В линии **E3(E_1)** наблюдается расщепление на две составляющие E3a и E3b (рис. 1b), вследствие локального искажения кристаллического поля в возбуждённом состоянии. Зеемановское расщепление перехода Gr1(J=8, M_J=1, g_{CM}=2.5, E_1) → E3 (J=2, M_J=1, g_{CM}= 4, E_1) согласно таблицам 2 и 3 равно: Δg_{CM}= -6.5, что близко к экспериментальному значению -6.3.

Рассмотрим теперь линию **E2(E_2)**. Из производной от спектра МКД и второй производной от спектра поглощения видно, что данная линия состоит из трёх линий (рис. 1b). Это возможно, если при электронном переходе происходит локальное понижение симметрии как в возбуждённом так и в основном состоянии. Зеемановское расщепление перехода Gr1(J=8, M_J=1, g_{CM}= 2.5, E_1) → E2 (J=2, M_J=2, g_{CM}= 8, E_2) согласно табл. 2 и 3 равно: Δg_{CM}= +5.5, что близко к экспериментальному результату +5.3.

Линия **E1(A_1)** плохо разрешена, и как результат не удается определить величину Δg_C, но из производной от МКД (рис. 1b) можно определить знак расщепления. Для идентификации свойств возбуждённых подуровней основного мультиплета необходимо анализировать спектры МКД и поглощения одновременно нескольких полос поглощения.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ грант № 19-02-00034, а также при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта: № 19-42-240003 «Влияние локального окружения на магнитооптические свойства *f-f* переходов в редкоземельных алюмоборатах и ферроборатах»

Список использованных источников:

[1] Ельяшевич М.А. Спектры редких земель, Москва, ГИТ-ТЛ, 1953.

[2] Malakhovskij A. V., Sokolov V. V., Gudim I. A. Magnetic circular dichroism and absorption of $HoFe_3(BO_3)_4$ crystal in the region of f–f transitions $^5I_8 \rightarrow {}^5F_2$ and $^5F_3$. Fizika Nizkikh Temperatur. – 2020. – Т. 46. – №. 7. – С. 869-876.

[3] Begunov A.I., Demidov A.A., Gudim I.A., and Eremin E.V., Features of the magnetic and magnetoelectric properties of $HoAl_3(BO_3)_4$, JETP letters 97 (2013) 528-534.

УДК 537.623

МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ КЕРРА В НАНОСТРУКТУРАХ Pt/Co

Телегин А.В.

к.ф.м.н., заведующий лабораторией, Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Лобов И.Д.

д.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Юрасов А.Н.

профессор, д.ф.-м.н., заместитель директора, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Раскатова О.О.

бакалавр, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА

Макарова М.В.

к.ф.м.н., с.н.с., Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН

Самардак А.С.

д.ф.м.н., проректор, Дальневосточный федеральный университет

Аннотация. *Исследованы намагниченность, полевые и спектральные зависимости эффекта Керра в наноструктурах Pt/Co. Спектральные зависимости эффекта Керра имеют ряд аномалий и представляют собой комбинацию линейных и нелинейных вкладов. Проведен сравнительный анализ полученных данных с расчетными данными по формулам Френеля и в приближении эффективной среды.*

Ключевые слова: *магнитные наноструктуры, эффект Керра, интерфейсные явления, формулы Френеля, эффективная среда*

MAGNEOTOPTICAL KERR EFFECT IN Pt/Co NANOSTRUCTURES

Telegin A.V.

Dr., head of laboratory, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Lobov I.D.

Dr.Sc., Senior researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Yurasov A.N.

Prof., Dr.Sc., deputy director, Institute of Physics and Technology, RTU MIREA

Raskatova O.O.

Bachelor's degree, Institute of Physics and Technology, RTU MIREA

Makarova M.V.

Dr., Senior researcher, M.N. Miheev Institute of Metal Physics UB of RAS

Samardak A.S.

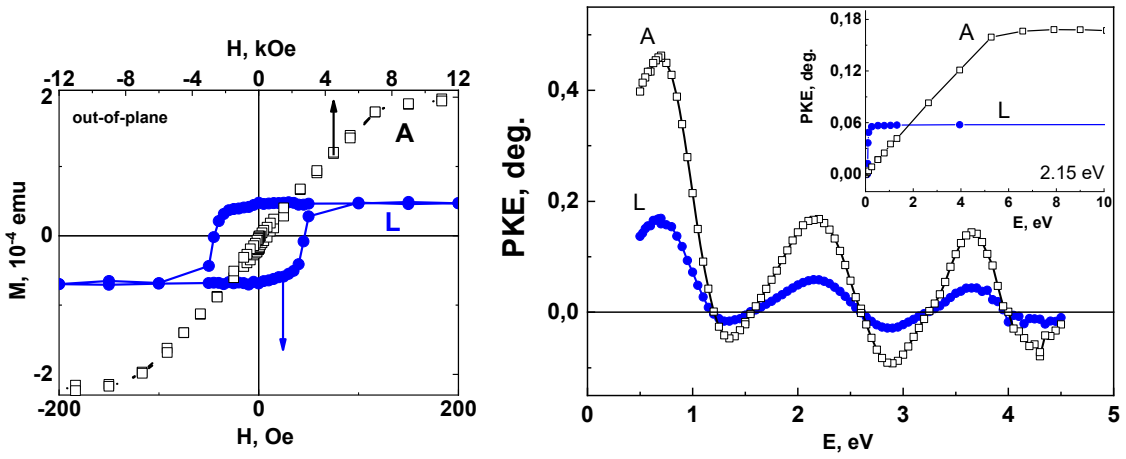
Dr.Sc., Leading researcher, deputy director, Far Eastern Federal University

Annotation. *The magnetization, field and spectral dependences of the Kerr effect in Pt/Co nanostructures have been investigated. The spectral dependences of Kerr effects have a number of anomalies and represent a combination of linear and nonlinear contributions. A comparative analysis of the data obtained with the calculated data using the Fresnel formulas and the effective medium approach is carried out.*

Keywords: *magnetic nanostructures, Kerr effects, interface phenomena, Fresnel formulas, effective medium approach*

Магнитные наноструктуры с перпендикулярной магнитной анизотропией и взаимодействием Дзялошинского-Мории являются сегодня основными материалами для изучения топологического магнетизма и развития спинтроники и скирмионной электроники [1]. Помимо состава и толщины слоев наноразмерных многослойных пленочных структур структурные и магнитные свойства интерфейсов могут определять особенности их магнитной анизотропии, спиновой динамики, магнитооптических свойств и т.п. Оптические и магнитооптические (МО) методы являются наиболее простыми и эффективными при исследовании наноструктур. Например, в структурах ФМ/диэлектрик в спектрах полярного эффекта Керра обнаружено проявление дополнительных квадратичных по намагниченности явлений, связанных с появлением интерфейсной намагниченности [2]. В данной работе впервые рассмотрены особенности эффекта Керра в многослойных металлических наноструктурах Pt/Co с модифицированным интерфейсом за счет внедрения аморфного сплава $Pt_{1-x}Co_x$.

Наноструктуры Si/Ta(2 нм)/Pt(3 нм)/(Pt_xCo_{1-x})(y=0-1.2 нм)/Co(0.4-1.2 нм)/Ta(2) приготавливались методом магнетронного напыления. Нижний и верхний слои Ta использовались для лучшей адгезии Pt к подложке и защиты всей структуры от окисления в процессе отжигов, соответственно. В серии образцов варьировалась толщина слоя кобальта, состав и толщина амфорного сплава. Качество слоистой структуры, толщины слоёв, кристалличность и степень несовершенства межслойных границ образца были определены на основании данных рентгеновской рефлектометрии. Полученные из анализа толщины слоев практически совпадают с номинальными. Данные по намагниченности были получены с помощью вибромагнетометра. Магнитооптические свойства изучались при комнатной температуре в геометрии полярного и экваториального эффекта Керра в переменном магнитном поле до 12 кЭ на автоматизированной установке на базе монохроматора ИКМ-1 по методике, описанной в [3].



(a) (b)

Рис. 1. (a) Полевая зависимость намагниченности (M) наноструктур Ta(2 нм)/Pt(3)/Co(1.2)/Ta(2) (L) и Ta(2)/(Pt_xCo_{1-x})4.6/Ta(2) (A) в магнитном поле перпендикулярном плоскости образца, (b) спектр полярного эффекта Керра (PKE) наноструктур для угла падения света 52 градуса в поле насыщения, на вставке – полевые зависимости PKE для E=2.15 эВ.

Поведение намагниченности полученных структур коррелирует с магнитооптическими данными: большей толщине магнитного слоя или сплава соответствует большая величина намагниченности насыщения и величина эффекта Керра. Выраженная перпендикулярная магнитная анизотропия в структурах с раздельными слоями платины и кобальта толщиной менее 1 нм меняется на «легкую плоскость» при увеличении толщины слоя кобальта и/или внедрении слоя аморфного сплава Pt-Co (Рис.1).

Отметим достаточно большую величину керровского вращения в полученных наноструктурах (Рис.1b), сравнимую с данными для объемных металлов. Вместе с тем спектры полярного и экваториального эффекта Керра образцов сильно искажены. Эти искажения усиливаются при внедрении сплава Pt-Co. Такое поведение зависимостей МО эффектов объясняется суммарными вкладами линейных и нелинейных по намагниченности эффектов, например: намагниченности кобальта, отражения света от границ разделов нанометровых слоев структуры и от подложки и вкладом интерференционных эффектов. Известно, что взаимная диффузия атомов между слоями наноструктур может приводить как к образованию подмагниченного слоя Pt [4], так и появлению нового интерфейсного слоя (1 – 2 атомных слоя) с магнитным упорядочением атомов. Образование такого переходного слоя приводит к установлению дополнительного магнитного взаимодействия между ним и ферромагнетиком, что оказывает заметное влияние на магнитные параметры структур, процессы перемагничивания и на их МО свойства. Проявление такого интерфейсного слоя можно смоделировать или усилить, например, введением в структуру сплава Pt-Co. Это приводит к смене типа магнитной анизотропии структуры и усилению МО отклика. Расчеты МО эффектов по формулам Френеля и в приближении эффективной среды удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20160.

Список использованных источников:

1. Zhang X., Zhou Y., Mee Song K. et al. Skyrmion-electronics: writing, deleting, reading and processing magnetic skyrmions toward spintronic applications // J. Phys.: Cond. Mat. – V. 32. – 2020. – p.143001.

2. Krichevtsov B.B., Bursian V. E., Gastev S.V. et al. Substrate induced magnetic anisotropies and magneto-optical response in YIG nanosized epitaxial films on NdGG(111) // arXiv:1901.10800

3. Lobov I.D., Kirillova M.M., Maevskii V.M., Romashev L.N. Magnetooptic effects in antiferromagnetic chromium // J. Exp. Theor. Phys. – V. 105. – 2007. – p. 816.

4. Moog E.R., Zak J., Bader S.D. Kerr effect from Pt/Co superlattices and the role of the magneto-optic activity of Pt // J. Appl. Phys. – V. 69 . – №2. – 1991. – p. 880.

УДК 537.6/.8

СВЕРХБЫСТРОЕ ЛАЗЕРНО ИНДУЦИРОВАННОЕ УПРАВЛЕНИЕ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ РККИ В ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЕ КЮРИ

Шелухин Л.А.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Кравец А.Ф.

Институт Магнетизма НАН Украины

Щербаков А.В.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Полищук Д.М.

КТН Королевский технологический институт, Швеция

Коренивский В.

КТН Королевский технологический институт, Швеция

Калашникова А.М.

ФТИ им. А. Ф. Иоффе

Аннотация. *Экспериментально исследована возможность сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения непрямого взаимодействия в спиновом затворе. В работе рассматривается динамика намагниченности в структуре типа переключатель Кюри Fe/FeCr/Fe при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами. Показано, что сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев такой структуры приводит как к увеличению антиферромагнитного взаимодействия РККИ между слоями железа, так и к его эффективному подавлению в результате переноса углового момента из одного слоя Fe в другой. Это проявляется в сложной динамике намагниченности.*

Ключевые слова: *Переключатель Кюри, сверхбыстрая магнитная динамика, взаимодействие РККИ, перенос углового момента, фемтомагнетизм*

ULTRAFAST LASER-INDUCED CONTROL OF RKKY EXCHANGE INTERACTION IN CURIE SWITCH STRUCTURE

Shelukhin L.A.

Ioffe Institute

Kravets A.F.

Institute of Magnetism, NAS Ukraine

Scherbakov A.V.

Ioffe Institute

Polishchuk D.M.

KTH Royal Institute of Technology, Sweden

Korenivski V.

KTH Royal Institute of Technology, Sweden

Kalashnikova A.M.

Ioffe Institute

Annotation. *We study excitation of RKKY-based «Curie-switch» Fe/FeCr/Fe trilayers by femtosecond laser pulses. We show that ultrafast laser induced heating to above the Curie point of the FeCr spacer can lead to an increase of the antiferromagnetic RKKY interaction between the outer Fe layers, accompanied by its effective suppression due to a spin transfer torque between the Fe layers due to their thermally-induced ultrafast demagnetization. These effects have clear manifestations in the complex ultrafast magnetization dynamics of the system observed on the experiment.*

Keywords: *Curie switch, ultrafast magnetization dynamics, RKKY, STT, femtomagnetism*

В последние годы в физике магнетизма, спинтронике и фемтомагнетизме наблюдается возрождение интереса к антиферромагнетикам как к материалам, устойчивым к рассеянным полям, обладающим высокими частотами магнитных резонансов, демонстрирующим магнитосопротивление, необычные спин-волновые свойства и т. д. Реализация управления на короткий временах обменным взаимодействием в антиферромагнетиках, определяющим как их статические, так и динамические свойства, открывает новые возможности применений антиферромагнетиков. Одним из подходов к реализации такого управления является воздействие фемтосекундных лазерных импульсов. Однако, на сегодняшний день лазерно-индуцированное изменение обменного взаимодействия показано только в ограниченном классе собственных антиферромагнетиков — магнитных диэлектриков [3, 4]. Синтетические антиферромагнетики, т.е. многослойные структуры типа спинового затвора с непрямым обменным взаимодействием Рудермана — Киттеля — Касуя — Иосиды (РККИ) имеют важное значение для развития устройств спинтроники [5]. В свете этого демонстрация сверхбыстрого управления величиной и знаком непрямого обменного взаимодействия в таких структурах является важной фундаментальной и прикладной задачей.

В этой работе предлагается использовать сверхбыстрый лазерно-индуцированный нагрев для изменения непрямого обменного взаимодействия в структурах типа переключатель Кюри (ПК) [6] (Рис. 1 (а)). Свойства таких структур определяются магнитным состоянием промежуточного слоя, представляющего собой тонкий слой ферромагнитного сплава с низкой температурой Кюри. В рамках работы были исследованы образцы Fe(2 нм)/Cr(0.4 нм)/$Fe_{1-x}Cr_x$(0.7 нм)/Cr(0.4 нм)/Fe(2 нм) с различной концентрацией железа x в промежуточном слое $Fe_{1-x}Cr_x$. При переходе $Fe_{1-x}Cr_x$ из ферромагнитной в парамагнитную фазу происходит изменение характера обменного взаимодействия между слоями Fe с прямого ферромагнитного на косвенный антиферромагнитный типа РККИ (АФМ-РККИ). Таким образом, меняя температуру промежуточного слоя можно управлять взаимной ориентацией слоёв железа в такой структуре [6].

В экспериментах по методике накачка-зондирование под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов в структуре ПК наблюдалось сверхбыстрое размагничивание и прецессия намагниченностей слоев Fe в противофазе, т.е. возбуждение антиферромагнитной моды прецессии (Рис. 1 (б)). Возбуждение такой моды является надежным признаком сверхбыстрого лазерно-индуцированного изменения непрямого обменного взаимодействия между слоями. Анализ характера прецессии позволяет сделать

вывод о двух конкурирующих вкладах в изменение взаимодействия между слоями. Во-первых, в результате лазерно-индуцированного нагрева промежуточный слой структуры переходит в парамагнитное состояние, что приводит к *увеличению* АФМ-РККИ взаимодействия между нанослоями железа, провидящему к возникновению вращающих моментов и, соответственно, прецессии намагниченностей. В то же время наблюдается возникновение спинового тока носителей между слоями, вызванного сверхбыстрым размагничиванием в них [7]. Возникающий взаимный перенос углового момента из одного слоя Fe в другой также создает вращающий момент, неколлинеарный моменту, возникающему из-за первого механизма. Баланс между лазерно-индуцированным увеличением АФМ-РККИ взаимодействия и переносом углового момента приводит к появлению сложной динамики намагниченности структуры.

Полученные результаты показывают, что структуры переключателя Кюри можно использовать в качестве модельных при изучении влияния лазерных импульсов на непрямое обменное взаимодействие.

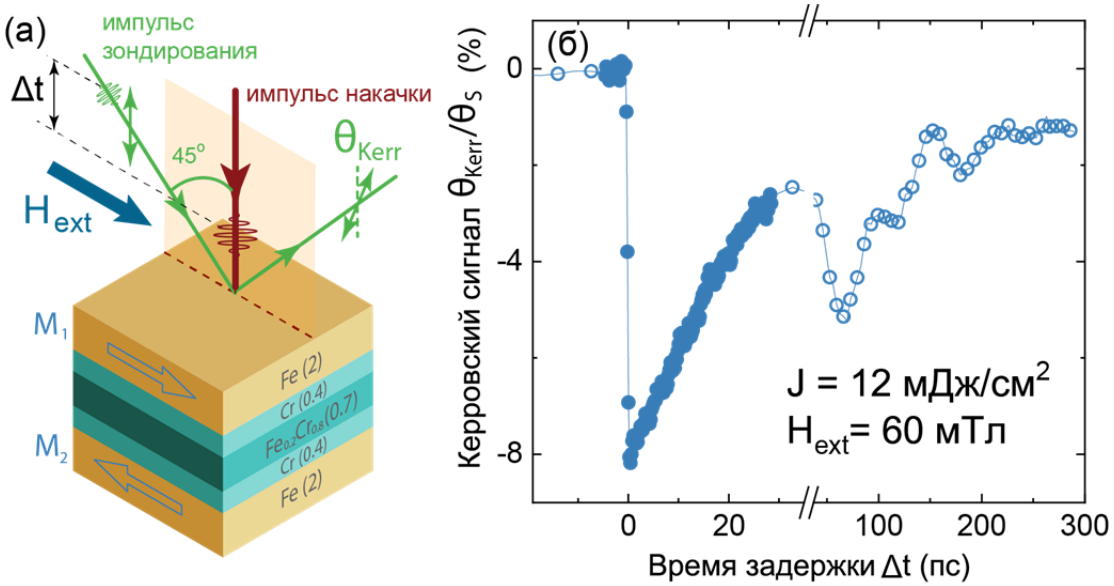


Рис. 1. (а) Переключатель Кюри Fe(2 нм)/Cr(0.4 нм)/$Fe_{1-x}Cr_x$(0.7 нм)/Cr(0.4 нм)/Fe(2 нм) Схема эксперимента по магнитооптической накачке-зондированию. Внешнее магнитное поле направлено в плоскости образца. Динамика компонент намагниченности в плоскости структуры детектируется по изменениям магнитно-оптического меридионального эффекта Керра. (б) Лазерно-индуцированная магнитная динамика в Fe/FeCr/Fe: резкое уменьшение сигнала соответствует сверхбыстрому размагничиванию, за которым следует прецессия намагниченности, проявляющаяся как осцилляции сигнала. Плотность накачки J=12 мДж/см^2, внешнее магнитное поле H_{ext}=60 мТл.

Список использованных источников:

1. G. Batignani, et al. //Nature Photonics –2015–v. 9, –p. 506–510.
2. A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and Th. Rasing, //Rev. Mod. Phys. –2010– v.82 –p. 2731
3. Mikhaylovskiy, R., Hendry, E., Secchi, A. et al. Ultrafast optical modification of exchange interactions in iron oxides. //Nat Commun –2015 – v.6, p.8190.
4. Bossini, D., Dal Conte, S., Hashimoto, Y. et al.// Nat. Commun. –2016–v.7 – p. 10645.
5. E. Monteblanco, et al.//IEEE Magnetics Letters, –2013 – v.4 –p. 3500204
6. D. M. Polishchuk, et al. //PRB –2017 – v. 96 –p. 104427
7. A. Melnikov, I. Razdolski, T. O. Wehling, et al. //Phys. Rev. Lett. –2011– v.107 p. 0766016.

УДК 537.632

ВЛИЯНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧАСТИЦ ПО РАЗМЕРАМ НА МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА НАНОКОМПОЗИТОВ $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$

Юрасов А.Н.
доктор физико-математических наук, доцент, профессор кафедры наноэлектроники, заместитель директора Физико-технологического института «МИРЭА-Российский технологический университет»

Яшин М.М.
старший преподаватель кафедры наноэлектроники Физико-технологического института «МИРЭА – Российский технологический университет»
ассистент кафедры «Физика» МГТУ им Н. Э. Баумана

Гладышев И.В.
кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры наноэлектроники Физико-технологического института «МИРЭА-Российский технологический университет»

Ганьшина Е.А.
доктор физико-математических наук, профессор, в.н.с. кафедры магнетизма Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Гаршин В.В.
аспирант кафедры магнетизма Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Каназакова Е.С.
бакалавр кафедры наноэлектроники Физико-технологического института «МИРЭА – Российский технологический университет»

Анотация. *В данной работе исследовано влияние размерных эффектов на магнитооптические свойства нанокомпозитов. В рамках приближений эффективной среды проведено моделирование экспериментальных магнитооптических спектров нанокомпозитов* $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$ *с учетом логнормального распределения гранул по размерам. Показано, что наилучшее согласование теории и эксперимента достигается с помощью симметризованного приближения Максвелла-Гарнетта, при этом рассматриваются различные форм-факторы частиц.*

Ключевые слова: *нанокомпозиты, тензор диэлектрической проницаемости, экваториальный эффект Керра, размерные эффекты.*

EFFECT OF PARTICLE SIZE DISTRIBUTION ON THE MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF NANOCOMPOSITES $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$

Yurasov A.N.
D.Sci. (Physics and Mathematics), Professor of the Department of Nanoelectronics, Deputy Director of the Institute of Physics and Technology MIREA – Russian Technological University

Yashin M.M.
Senior teacher of the Department of Nanoelectronics, Institute of Physics and Technology MIREA – Russian Technological University
Assistant Lecturer, Department of Physics, Bauman Moscow State Technical University

Gladyshev I.V.
Ph.D. in Physics and Mathematics, Associate Professor of the Department of Nanoelectronics, Institute of Physics and Technology MIREA – Russian Technological University

Ganshina E.A.
D.Sci. (Physics and Mathematics), Professor, Senior researcher of the Department of Magnetism of MSU by M.V. Lomonosov

Garshin V.V.
graduate student of the Department of Magnetism of MSU by M.V. Lomonosov

Kanazakova E.S.
Bachelor's degree of the Department of Nanoelectronics, Institute of Physics and Technology MIREA – Russian Technological University

Annotation. *In this paper, the influence of size effects on the magneto-optical properties of nanocomposites is investigated. The experimental magneto-optical spectra of nanocomposites are modeled within the framework of the effective medium approximation* $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$ *taking into account the lognormal distribution of granules by size. It is shown that the best agreement between theory and experiment is achieved using the symmetrized Maxwell-Garnett approximation when different particle form factors are considered.*

Keywords: *nanocomposites, permittivity tensor, the Transverse Kerr effect, size effects.*

На сегодняшний день весьма актуальным являются исследования нанокомпозитов, состоящих из наноразмерных магнитных частиц, помещенных в диэлектрическую матрицу. Исследования в данной области представляют значительный интерес как для фундаментальной физики, так и для широкого спектра применений. В подобных структурах возможно существование различных оптических и магнитооптических эффектов [1-2], при этом, величина этих эффектов сильно зависит от структуры исследуемого образца, в том числе от типа металлических частиц, их размеров, формы, расположения и т.п. В данной работе рассматриваются спектры магнитооптического экваториального эффекта Керра $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$.

Для описания различных свойств нанокомпозитов удобно использовать теорию эффективной среды, при этом нанокомпозит заменяется средой с эффективными свойствами [3].

Важно отметить, что размерные эффекты играют важную роль при изучении нанокомпозитов. Также важной задачей является учет влияния распределения гранул по размерам на различные свойства нанокомпозитов. Исходя из имеющихся экспериментальных данных, нам известно, что распределение изучаемых нами нанокомпозитных пленок ферромагнитного сплава $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$ (X - объемная концентрация металлической компоненты) является логнормальным:

$$f(r) = \frac{1}{\sigma r\sqrt{2\pi}} e^{\frac{-(\ln r - \bar{r})^2}{2\sigma^2}}, \quad (1)$$

где σ - среднеквадратическое отклонение логнормального распределения, $\bar{r} = \ln(\langle r \rangle) - \frac{\sigma^2}{2}$, где <r> – математическое ожидание, соответствующее оптимальному среднему размеру гранул. При этом, с учётом логнормального распределения были теоретически рассчитаны следующие параметры для отожжённого нанокомпозита: $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$ при X = 0,1024: <r> = 2,49 нм и σ = 0,2.

Исходя из приведенных выше результатов, были рассчитаны спектры магнитооптического экваториального эффекта Керра (ЭЭК) различными методами эффективной среды с учётом логнормального распределения гранул по размерам. Также было проведено сопоставление расчётных спектров с экспериментальными данными спектров ЭЭК (см. рис.1).

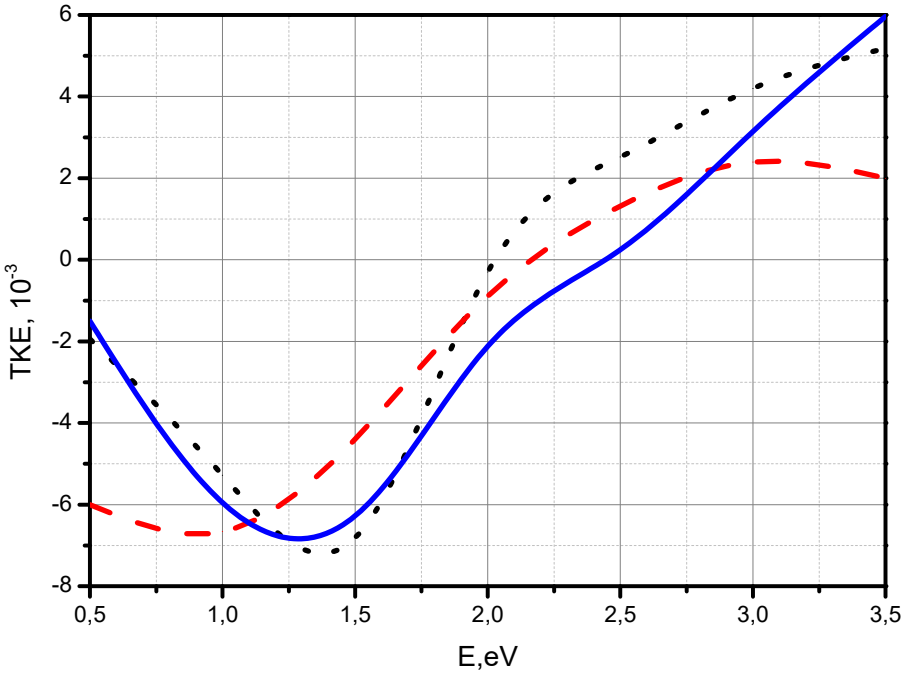


Рис 1. *Экспериментальные (точки) и расчетные спектры экваториального эффекта Керра отожженного образца нанокомпозита $(Co_{45}Fe_{45}Zr_{10})_X(Al_2O_3)_{1-X}$: Бруггеман (пунктир) и симметризованное приближения Максвелла-Гарнетта (сплошная линия)(параметр аномального эффекта Холла-1.5, форм-факторы частиц среды L_B=0.2;L_A=0.57).*

Как видно из рисунка 1, получено хорошее согласие модельных и экспериментальных результатов. Наглядно показано, что наилучшее согласование теории и эксперимента достигается с помощью симметризованного приближения Максвелла-Гарнетта, когда рассматриваются различные форм-факторы частиц. Данный факт можно объяснить тем, что с учетом отжига нанокомпозита происходит изменение формы и размера металлических гранул.

При этом, также при моделировании спектров ЭЭК учитывалось усреднение тензора диэлектрической проницаемости металлической компоненты с учётом логнормального распределения, что позволило достаточно хорошо описать экспериментальные данные различными методами эффективной среды. Данный подход справедлив не только для нанокомпозитов, но и для широкого класса наноструктур.

В заключении, опираясь на вышеизложенное, хотелось бы отметить перспективные возможности применения методов эффективной среды для изучения широкого спектра наноструктур с учетом их оптических и магнитооптических свойств [4-5].

Список использованных источников

1. Niklasson G.A., Granqvist C.G. Optical Properties and Solar Selectivity of Coevaporated Co-Al2O3 Composite Films// J. Appl. Phys.- 1984.- V.55. -P. 3382-3410.

2. Ганьшина Е.А., Вашук М.В., Виноградов А.Н. и др. Эволюция оптических и магнитооптических свойств нанокомпозитов аморфный метал – диэлектрик // ЖЭТФ. – 2004.- т. 125, в. 5. – с. 1172-1182

3. Юрасов А.Н., Яшин М.М. Методы эффективной среды как оптимальные методы моделирования физических свойств наноструктур // Российский технологический журнал. - 2020.- Том 8. № 5.- С. 68-77.

4. Yashin M.M., Yurasov A.N., Ganshina E.A., et al. Simulation of the spectra of the transverse Kerr effect of magnetic nanocomposites CoFeZr−Al2O3. //Herald of the Bauman Moscow State Technical University. Series Natural Sciences. -2019.- no. 5.- pp. 63–72.

5. Алешников А.А., Калинин Ю.Е., Ситников А.В., Федосов А.Г. Магнитные свойства многослойных структур на основе нанокомпозитов (Co45Fe45Zr10)x(Al2O3)100-x // Перспективные материалы.- 2012. -Т. 5. - С. 68-75.

В материальных средах взаимодействие между электрической и магнитной подсистемами определяется не только уравнениями Максвелла …

Неизвестный мыслитель

$\vec{H}$ $\vec{P}$ $\vec{M}$

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 542.86+87

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МАГНИТОАКТИВНЫХ ЭЛАСТОМЕРОВ В ПЕРЕМЕННОМ ТОКЕ

Бахтияров А.В.

младший научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский институт химических технологий элементоорганических соединений»

Степанов Г.В.

начальник лаборатории, АО «Государственный научно-исследовательский институт химических технологий элементоорганических соединений»

Лобанов Д.А.

ведущий научный сотрудник, АО «Государственный научно-исследовательский институт химических технологий элементоорганических соединений»

Семеренко Д.А.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник ФГБОУ ВО «Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана», Россия, Москва

Аннотация. Проведены исследования зависимостей электропроводности магнитного эластомера от магнитного поля и гидростатического давления, приложенного к материалу. Работа основывается на поиске составов наполнителей, которые обеспечили бы значительную величину магнитопьезорезистивного эффекта магнитоактивного полимера. Функциональные качества материала определяются посредством измерения зависимости сопротивления от магнитного поля при разных силах давления и частотах переменного тока. Как следует из эксперимента, осколочные частицы являются наилучшим выбором наполнителя, поскольку могут в большей степени структурироваться в магнитном поле с образованием проводящих структур. Результаты исследования могут быть использованы при разработке сенсоров магнитного поля и датчиков давления.

Ключевые слова: *магнитопьезорезистивный эффект, магнитоактивный эластомер, магниторезистивный эффект*

ALTERNATING-CURRENT CONDUCTIVITY OF MAGNETOACTIVE ELASTOMERS

Bakhtiiarov A.V.

junior research scientist, Russian State Scientific Research Institute for Chemical Technologies of Organoelement Compounds

Stepanov G.V.

head of laboratory, Russian State Scientific Research Institute for Chemical Technologies of Organoelement Compounds

Lobanov D.A.

Ph.D., leading research scientist, Russian State Scientific Research Institute for Chemical Technologies of Organoelement Compounds

Semerenko D.A.

Ph.D., senior research fellow, Bauman Moscow State Technical University, Russia, Moscow

Annotation. Studies of dependences of the electroconductivity of magnetic elastomers on external magnetic fields and hydrostatic load have been carried out. This work is based on the search for chemical compositions for filling powders, which would provide a significant magnetopiezoresistance demonstrated by the magnetoactive elastomer. The functional quality of the material is established by means of measuring the resistance of a sample as a function of external magnetic field at various alternating current frequencies and different fixed pressure forces. As is indicated by the experimental results, splinter particles are the best selection of filler, because in comparison to other shapes, they possess a stronger capability to form structures under the influence of magnetic fields. Knowledge gained in these investigations is valuable material, which will be used for the development of magnetic-field and pressure sensors.

Keywords: *magnetopiezoresistance, magnetoactive elastomer, magnetoresistance*

Одним из основных направлений нашей работы над материалами, обладающими способностью изменять проводимость под воздействием магнитного поля и механического давления, т.е. демонстрирующих магнитопьезорезистивные свойства, является поиск подходящих составов [1]. Аналогичные исследования ведутся и в других лабораториях. Так, в рамках проекта по конструированию магниторезистивного четырехполюсного сенсора, плоского управляемого конденсатора и магнитомеханического сенсора И. Бика был испробован ряд композиций, содержащих в качестве добавок к силиконовой или пенополиуретановой матрице и железным частицам графит, небольшие количества катализатора, стеариновую кислоту, полиэфиры, волокна целлюлозы и парафин [2-7]. Изучая магнитопьезорезистивный эффект в похожих системах, авторы [8] варьировали состав силиконовых композитов, наполняя их серебрёными или немодифицированными частицами никеля, сравнивая затем функциональные качества получившихся образцов, изотропных или с внутренней ориентацией. Вопросы анизотропии и формы частиц, а также величины изучаемого эффекта в зависимости от того, частицы какого наполнителя – Fe или Ni – были использованы, рассматривались в работах [9, 10].

Направленная на изучение эластичных композитных систем с магнитопьезорезистивными свойствами, настоящая работа также имела целью определить наиболее оптимальный состав, а также условия использования, при которых работу материала можно признать эффективной. Имея в распоряжении возможность оперативно синтезировать силиконовые матрицы с различной степенью жесткости, мы, как и авторы [9, 10], сконцентрировали внимание на вопросах, связанных со спецификой наполнения. Исследование велось в направлениях, связанных с внутренней ориентацией, формой частиц и химическим составом наполняющего порошка. Опыты по изучению проводящих качеств композитов, содержащих до 82 мас. % частиц магнитного металлического наполнителя, указали на определенные особенности системы. В частности, несмотря на высокую наполненность, синтезируемые образцы демонстрировали чрезвычайно низкую проводимость в постоянном токе, по причине чего их электропроводные способности изучались в переменном токе. Поскольку каждая металлическая частица представляет собой отрезок проводника, а расстояние между любыми двумя зернами имеет ненулевую емкость, тело композита превращается в набор большого числа конденсаторов, емкостная проводимость которого зависит от внутренней геометрии и изменяется от приложенного воздействия и частоты тока. Также, при изменении состава наполнителя путем введения частиц железа, покрытых никелем для придания им повышенной проводимости, нами было замечено, что присутствие их в композите либо не ведет к каким-либо изменениям, либо они

разочаровывающе малы. Так, отношение значения сопротивления в поле 344 мТл к таковому вне поля в токе с частотой 10 кГц для образца, на 80 % наполненного необработанными сферическими частицами железа, оказалась даже выше (20,9) аналогичного показателя схожего композита, с никелированными частицами (11,8). Образец с внутренней анизотропией и необработанными частицами Fe внутри показывал близкий результат (12,2). Несколько лучшие показания наблюдались у материала, наполненного пластинчатыми частицами, никелированными после дробления в изопропаноле (45,2). Низкой оставалась и чувствительность данных композитов к механическому давлению: вне зависимости от внутренней ориентации и наличия никеля все образцы, наполненные сферическими частицами, показывали величину отношения сопротивления без нагрузки к сопротивлению под нагрузкой 5 кгс в интервале 1,3-1,5. Добавление же к пьезорезистивной еще и полевой компоненты сдвинуло данный интервал лишь к значениям 1,6-2,2.

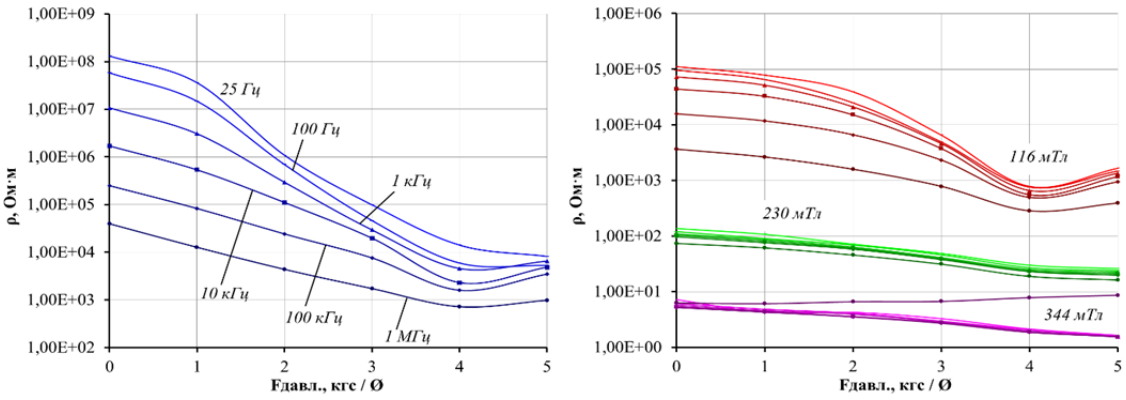
Логично предположить, что силиконовый композит, по сути, представляет собой частицы наполнителя, покрытые изоляционным слоем, нивелирующим ожидаемые эффекты. В рамках данной гипотезы возникла идея провести измерения магнитопьезорезистивных свойств образцов силиконового композита, полностью или частично наполненного частицами с осколочной формой, которая могла бы обеспечить большее сближение их поверхностей во время полевого или механического воздействия. Измерениям подвергли три образца, содержащих частицы, полученные дроблением в н-гептане (Табл.).

Таблица. Коэффициент изменения R образцов при приложении механической нагрузки в предварительно установленном магнитном поле при частоте тока 10 кГц

Состав образца МАЭ	**Ориентация**	**R_0 / $R_{5\ кгс}$**	
		B = 0	**B = 344 мТл**
72 мас. % порошок Fe, дробленый в *н*-гептане, никелированный	изотропный	351,2	3,5
72 мас. % смесь 1:1 порошков Fe, дробленых в пропаноле и *н*-гептане, никелированных	изотропный	2,1	1,3
72 мас. % порошок Fe, дробленый в *н*-гептане, чистый	анизотропный	57,6	2,0

Как видно из представленных данных, выбранная стратегия оказалась верной: образцы с высоким содержанием осколочных частиц демонстрируют повышенные функциональные качества, причем в случае никелированного наполнителя магнитопьезорезистивный эффект максимален.

С целью сложить более полную картину явления зависимости сопротивления от внешнего магнитного поля измеряли в условиях постоянной силы давления на шести частотах в интервале 25 Гц – 1 МГц. Графики, представленные на рисунке, показывают основные тенденции, сопутствующие магнитопьезорезистивному эффекту. Увеличение частоты и магнитного поля способствуют уменьшению электрического сопротивления, тем самым смещая кривую зависимости к оси абсцисс. В то же самое время, полевое воздействие еще и «уплотняет» пучок кривых, одновременно и ослабляя пьезорезистивную составляющую явления. Также, как можно заметить, кривые при более низких полях имеют ярко выраженный минимум, что наводит на мысль о том, что датчики давления, основанные на таком материале, будут эффективны при малых полях в определенном интервале давлений. Сравнивая же значения удельного сопротивления, соответствующие нулевому и максимальному полю, при определенной частоте при нулевом давлении, можно видеть, что абсолютный магниторезистивный эффект, составляющий более 6 порядков при 25 Гц, снижается до 3,5 при частоте 1 МГц.



а) б)

Рисунок. Образец, содержащий 72 мас. % порошка железа, молотого в н-гептане и никелированного. Зависимости удельного сопротивления от давления для разных частот переменного тока: пьезорезистивный эффект вне поля (а); в различных магнитных полях при тех же частотах (б)

Полученные результаты относятся к изотропным образцам. В продолжение экспериментальной работы планируется провести серию экспериментов на анизотропных материалах.

Работа поддержана РФФИ №19-53-12039 и DFG No. Bo 3343/3-1.

Список использованных источников:

1. Stepanov G.V., Semerenko D.A., Bakhtiiarov A.V., and Storozhenko P.A. **Magnetoresistive Effect in Magnetoactive Elastomers** // J. Supercond. Nov. Magn. – 2013. – № 26. P. 1055–1059.

2. Bica I. Magnetorheological elastomer-based quadrupolar element of electric circuits // Mater. Sci. Eng., B. – 2010. – № 166. P. 94–98.

3. Bica I., Ying Dan Liu, and Hyoung Jin Choi. Magnetic field intensity effect on plane electric capacitor characteristics and viscoelasticity of magnetorheological elastomer // Colloid. Polym. Sci. – 2012. – № 290. P. 1115–1122.

4. Bica I. The influence of hydrostatic pressure and transverse magnetic field on the electric conductivity of the magnetorheological elastomers // J. Ind. Eng. Chem. – 2012. – № 18. – P. 483–486.

5. Bica I., Anitas E.M., Bunoiu M., Vatzulik B., Juganaru I. Hybrid magnetorheological elastomer: Influence of magnetic field and compression pressure on its electrical conductivity // J. Ind. Eng. Chem. – 2014. – № 20. – P. 3994–3999.

6. Bica I. Magnetodielectric effects in composite materials based on paraffin, carbonyl iron and graphene // J. Ind. Eng. Chem. – 2015. – № 21. – P. 1323–1327.

7. Gavrilovici A.M., Anitas E.M., Chirigiu L., Bica I., and Negrutiu M.L. Magnetodielectric Effects in Magnetorheological Elastomers Based on Polymer Fabric, Silicone Rubber, and Magnetorheological Suspension // Adv. Polym. Technol. – 2019. – № 2019. – Article ID 1983547.

8. Kchit N. and Bossis G. Electrical resistivity mechanism in magnetorheological elastomer // J. Phys. D: Appl. Phys. –2009. – № 42. – P. 105505.

9. Ausanio G., Iannotti V., Lanotte L., and Lanotte L. Optimization of the coupling between piezoresistivity and magnetoelasticity in an elastomagnetic composite to sense a spatial gradient of the magnetic field // Eur. Phys. J. B. – 2013. – № 86. – P. 51.

10. G. Ausanio, V. Iannotti, E. Ricciardi, L. Lanotte, and L. Lanotte. Magneto-piezoresistance in Magnetorheological elastomers for magnetic induction gradient or position sensors // Sens. Actuators, A. –2014. – № 205. – P. 235–239.

УДК 538.955, 538.956

ИМПУЛЬСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Белан В. О.

Студент бакалавр

Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет

НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

Савельев Д.В.

Аспирант, инженер

Физико-технологический институт, МИРЭА – Российский Технологический Университет

НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

Чашин Д.В.

К.т.н., инженер НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

Фетисов Л.Ю.

Д.ф.-м.н., доцент,

Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет

НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

Аннотация: *В работе исследован импульсный магнитоэлектрический эффект в трёхслойной композитной структуре Metglas-PZT-Metglas. Получены временной отклик выходного сигнала, полевые и амплитудные зависимости Фурье образов магнитоэлектрического напряжения. Рассчитаны величины магнитоэлектрических коэффициентов.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, пьезоэффект, магнитострикция, импульсное магнитное поле.*

PULSED MAGNETOELECTRIC EFFECT

Belan V.O.

Bachelor student, Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university

Scientific and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Saveliev D.V.

Graduate student, engineer

Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university.

Scientific and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Chashin D.V.

Ph.D., leading engineer Scientific and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Fetisov L.Y.

D.Sc. assistant professor Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university

Scientific and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Annotation: *Pulsed magnetoelectric effect in a trilayer composite structure Metglas-PZT-Metglas was investigated. The time response of the output signal, Fourier transform field, and amplitude dependences of the magnetoelectric voltage were obtained. Magnetoelectric coefficients values were calculated.*

Keywords: *magnetoelectric effect, piezoelectric effect, magnetostriction, pulsed magnetic field.*

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект заключается в изменении поляризации образца во внешнем магнитном поле (прямой эффект) или намагниченности в электрическом поле (обратный эффект). В композитных структурах эффект возникает в результате комбинации магнитострикции ферромагнитного (ФМ) слоя и пьезоэффекта в пьезоэлектрическом (ПЭ) слое [1]. В исследованиях МЭ эффектов основное внимание уделяется влиянию постоянных и переменных гармонических полей на его характеристики [2-4]. В тоже время в промышленности определенный интерес представляет использование импульсных магнитных полей [5-7]. К настоящему моменту опубликовано всего несколько статей посвященных импульсным МЭ эффектам [8-9].Потому вопрос влияния таких полей на характеристики МЭ эффекта с перспективой создания датчиков или устройств обработки информации, является актуальной задачей.

В данной работе исследован импульсный магнитоэлектрический эффект в трёхслойной композитной структуре Metglas-PZT-Metglas. Размеры ПЭ (PZT) и ФМ (Metglas) слоев в плоскости составляли 20×4×0.2 мм и 20×4×0.023 мм, соответственно. Частота следования прямоугольных импульсов f = 1 кГц, длительность импульса τ = 1-40 мкс, амплитуда импульсов тока I = 400 мА, амплитуда импульса электрического поля u = 1 кВ/см, постоянное магнитное поле H = 0-100 Э. Время нарастания импульса 20 нс. Частота следования импульсов была выбрана таким образом, чтобы к моменту появления следующего импульса, возбужденные колебания полностью затухали. Фотография исследуемой структуры приведена на рис. 1.

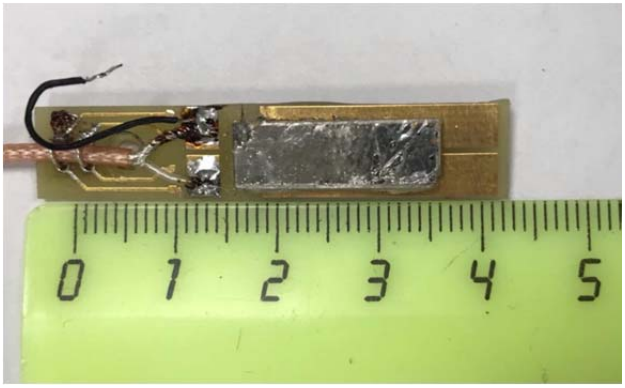
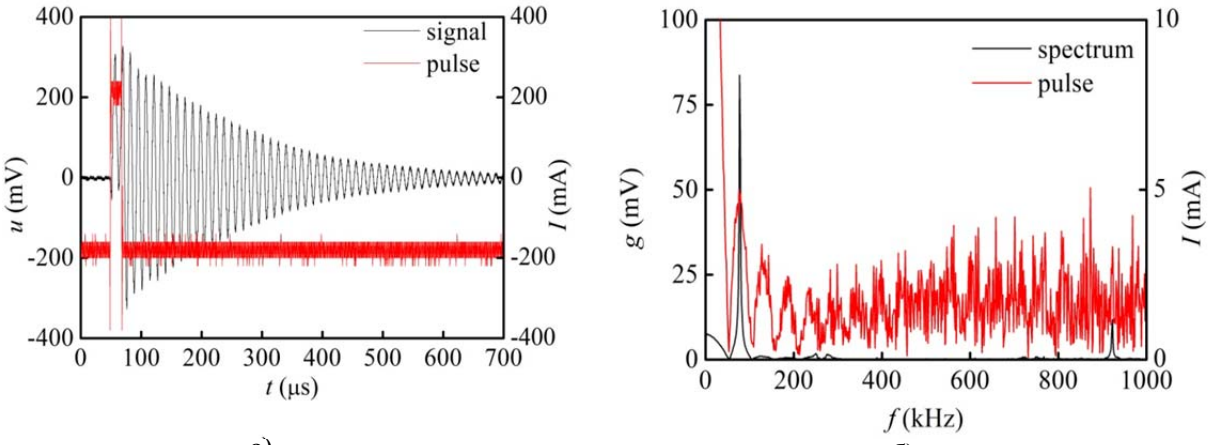


Рис. 1 Фотография исследуемой структуры

Структуру помещали внутрь катушки с индуктивностью L = 202.1 мкГн и сопротивлением R = 3.8 Ом. Импульсы тока подавали на возбуждающую катушку или на слой ПЭ. Считывание МЭ сигнала со слоя ПЭ и возбуждающей катушки производили с помощью осциллографа Rigol DS2202A. Полученные временные зависимости обрабатывали с помощью Фурье анализа в ПО Origin.

На первом этапе были получены временные зависимости МЭ напряжения, генерируемого структурой, при возбуждении ее импульсами тока амплитудой I = 400 мА длительностью 19 мкс в постоянном магнитном поле H = 0-100 Э. Полученные зависимости, а также полученные на их основе спектры Фурье приведены на рис. 2 а-б.



а) б)

Рис. 2. а) Временная зависимость МЭ напряжения и импульса длительностью 19 мкс в поле 16 Э. б) Фурье-спектр МЭ напряжения, генерируемого структурой в поле 16 Э.

На временной зависимости видно, что с приходом первого фронта импульса, происходит скачкообразное увеличение сигнала, и в структуре возникают гармонические колебания. После прихода второго фронта импульса, генерируемые колебания вновь резко увеличиваются, после чего начинают затухать, до появления следующего импульса.

В Фурье-спектре наблюдалось два пика МЭ напряжения, соответствующих частотам f_1 = 76 кГц и f_2 = 924 кГц. Максимальные полученные напряжения составляли g_1 = 94,2 мВ, с МЭ коэффициентом α_1 = 2.27 мВ/(см·Э) и g_2 = 13.8 мВ, с МЭ коэффициентом α_2 = 0.3 мВ/(см·Э), соответственно. Добротности резонансов для прямого эффекта составили Q_1 = 48, Q_2 = 50, соответственно.

Полученные полевые зависимости МЭ напряжения имели классический вид, соответствующий первой производной магнитострикции ФМ по полю. Максимальные значения выходных напряжений наблюдались в постоянном магнитном поле смещения H_m = 16 Э и составили g_1 = 94.2 мВ для f_1 = 76 кГц и g_2 = 13.8мВ для f_2 = 924 кГц.

Далее было исследовано влияние длительности импульса, изменяемого в диапазоне от 1 до 40 мкс с шагом 1 мкс, в оптимальном магнитном поле. Минимум МЭ напряжения наблюдали при возбуждении структуры импульсами длительностью τ = 13 мкс, 26 мкс, 39 мкс. В то время как максимум наблюдается при длительностях τ = 6 мкс, 19 мкс, 32 мкс. Экстремумы наблюдались с периодичностью 13 мкс. Не сложно заметить, что получившиеся значения τ = 13 мкс, 26 мкс, 39 мкс соответствуют выражению:

$$\tau = \frac{n}{f}, \tag{1}$$

где n = 1,2,… целое число, f – резонансная частота (~ 77 кГц).

Значение длительности импульсов для максимумов τ = 6 мкс, 19 мкс, 32 мкс, также соответствовали выражению

$$\tau = \frac{n-0.5}{f}. \tag{2}$$

Наличие минимумов для данных значений длительностей импульса объясняется при разложении в ряд Фурье импульсного сигнала [10]

$$x(t) = 2X_m\left(\frac{\tau}{T} + \frac{2}{\pi}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}\sin\frac{n\omega_1\tau}{2}\cos(n\omega_1 t)\right) \tag{3}$$

Видно, что (1) и (2) связаны с аргументом синуса в выражении (3).

В работе исследован прямой и обратный импульсный магнитоэлектрический эффекты, получены временной отклик выходного сигнала МЭ напряжения, полевые зависимости его Фурье образов при различной длительности импульсов, рассчитаны значения магнитоэлектрического коэффициента для прямого эффекта. Рассмотренный метод генерации МЭ эффекта может способствовать разработке новых типов датчиков магнитных полей.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-10128.

Список литературы

1. Srinivasan G. Magnetoelectric Composites // Annual Review of Materials Research. – 2010. – V. 40. –P. 153– 178.
2. Серов В.Н., Фетисов Л.Ю., Фетисов Ю.К., Экономов Е.И. Высокочувствительный магнитометр на базе магнитоэлектрического датчика. // Российский технологический журнал. –2016. –№ 4. – Р 24–37.
3. N. Nechaev, A.V. Shuba The theory of direct magnetoelectric effect in the bilayer system of ferromagnetic–piezoelectric // Journal of Advanced Dielectrics – 2016. – V.6. – No 1.
4. Chashin D.V., Fetisov L.Y., Saveliev D.V and Fetisov Y.K. Magnetoelectric Monolithic Resonator Based on the Ferromagnetic-Piezoelectric Structure Excited With a Linear Current/ IEEE Sensors Letters – 2019. – V. 3. – No 3.
5. Xu W., Yan D., Sun J., Chen J., Yao X., Sherman J.H., Keidar M. The activation of cancer cells by a nanosecond-pulsed magnetic field generator // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2020. – V. 53. – P. 125401.
6. Li M., Qu J.-H., Peng Y.-Z. Sterilization of Escherichia coli cells by the application of pulsed magnetic field // Journal of Environmental Sciences. – 2004. – V. 16. – № 2. – P. 348-352.
7. Fu J.W., Yang Y.S. Microstructure and mechanical properties of Mg–Al–Zn alloy under a low-voltage pulsed magnetic field // Materials Letters. – 2012. – V. 67. – № 1. – P. 252-255.
8. Kreitmeier F., Chashin D.V., Fetisov Y.K., Fetisov L.Y., Schulz I., Monkman G.J. and Shamonine M. Nonlinear magnetoelectric response of planar ferromagnetic-piezoelectric structures to sub-millisecond magnetic pulses // Sensors. – 2012. - V. 12. – P. 14821 – 14837.
9. Lu C., Zhou H., Yang A., Ou Z., Yu F., Gao H. Nonlinear Magnetoelectric Response of $Fe_{73.5}Cu_1Nb_3Si_{13.5}B_9$/Piezofiber Composite for a Pulsed Magnetic Field Sensor // Materials. – 2019, – V. 18. No 12.– P. 2866.
10. Кудряков С.А., Радиотехнические цепи и сигналы. Учебное пособие. – С. Пб.: Свое Издательство, 2015.- 340 с.

УДК 537.622

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ШУМА В ПЛАНАРНОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРОМАГНЕТИК − ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

Бурдин Д.А.
к.ф.-м.н., научный сотрудник, МИРЭА – Российский технологический университет

Экономов Н.А.
к.-ф.н.м., доцент, МИРЭА - Российский технологический университет

Чашин Д.В.
к.т.н, ведущий инженер, МИРЭА - Российский технологический университет

Фетисов Ю.К.
д.ф.-м.н., профессор, МИРЭА - Российский технологический университет

Преображенский В.Л.
д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, Институт общей физики РАН

Аннотация *Экспериментально обнаружена и исследована параметрическая генерация шума в планарной дисковой гетероструктуре FeBSiC-*$PbZrTiO_3$ *при возбуждении переменным электрическим полем с частотой 6.5 кГц. Показано, что нелинейность упругой подсистемы структуры приводит к пороговому появлению бифуркации, связанной с распадной неустойчивостью основной моды колебаний, а затем и возникновением спирального аттрактора.*
Ключевые слова*: композитная гетероструктура магнитоэлектрический эффект, магнитострикция, пьезоэффект, генерация шума*

PARAMETRIC NOISE GENERATION IN A PLANAR STRUCTURE FERROMAGNETIC - PIEZOELECTRIC UNDER EXCITATION BY AN ELECTRIC FIELD

Burdin D.A.
Ph.D., Researcher, Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

Ekonomov N.A.
Ph.D., Associate Professor, Senior Researcher of the Scientific and Educational Center "Magneto-Electrical Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

Chashin D.V.
Ph.D., Leading Engineer of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

Fetisov Y.K.
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Director of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

Preobrazhensky V.L.
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Chief Researcher, General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences

Abstract *The parametric generation of noise in a planar disk FeBSiC-*$PbZrTiO_3$ *heterostructure under excitation by an alternating electric field with a frequency of 6.5 kHz is experimentally observed and investigated. It is shown that the nonlinearity of the elastic subsystem of the structure leads to the threshold appearance of a bifurcation associated with the decay instability of the fun-*

damental vibration mode, and then the appearance of a spiral attractor.
Keywords: *composite heterostructure magnetoelectric effect, magnetostriction, piezoelectric effect, noise generation*

В планарных гетероструктурах ферромагнетик-пьезоэлектрик (ФМ-ПЭ) наблюдается обратный магнитоэлектрический (МЭ) эффект, проявляющийся в изменении намагниченности M структуры под действием электрического поля E [1]. МЭ эффект возникает в результате комбинации магнитострикции ФМ слоя и пьезоэффекта в ПЭ слое из-за механической связи между слоями. При этом нелинейная зависимость магнитострикции от магнитного поля $\lambda(H)$ и пьезодеформации от электрического поля $d(E)$ приводят к целому ряду нелинейных и параметрических явлений. Экспериментально обнаружены генерация гармоник и субгармоник [2,3], смешение частот магнитных и электрических полей [4], параметрическое усиление колебаний [5], преобразование спектра шума [6]. В данной работе впервые экспериментально обнаружен и объяснен эффект стохастической (шумовой) генерации в двухслойной гетеро структуре ФМ-ПЭ при ее возбуждении переменным электрическим полем.

В измерениях использовали образец в виде диска диаметром 16 мм, содержащий слой пьезокерамики цирконата-титаната свинца $PbZrTiO_3$ (PZT) толщиной 300 мкм и слой аморфного ферромагнетика FeBSiC толщиной 25 мкм, соединенные с помощью клея (рис.1). Образец был помещен в касательное постоянное магнитное поле H=0-100 Э в катушки Гельмгольца. На электроды PZT слоя подавали переменное напряжение $U\cos(2\pi ft)$ от генератора Agilent 33210a, которое создавало в слое электрическое поле $e\cos(2\pi ft)$ с частотой f=0-10 кГц и амплитудой e=0-30 кВ/см. Изменение намагниченности ФМ слоя вследствие обратного МЭ эффекта регистрировали с помощью катушки, содержащей 200 витков провода. Генерируемое катушкой напряжение измеряли вольтметром АКИП-2401. Спектр частот напряжения $u(f)$ регистрировали анализатором SR770. Фазовые портреты возбуждаемых в диске акустических колебаний регистрировали с помощью осциллографа Rigol DS2202a.

На рис.1 показана зависимость генерируемого структурой напряжения u от частоты f возбуждающего поля в линейном режиме, т.е при малой амплитуде поля e=33 В/м и поле смещения H=15 Э. Пик высотой $u(f_0)$=0.49 мВ вблизи частоты f_0=7.16 кГц с добротностью $Q\approx55$ соответствует, как показали оценки, возбуждению изгибного акустического резонанса образца. При увеличении e наблюдали типичные для нелинейных колебательных систем искажение формы резонансного пика и сдвиг резонанса вниз по частоте.

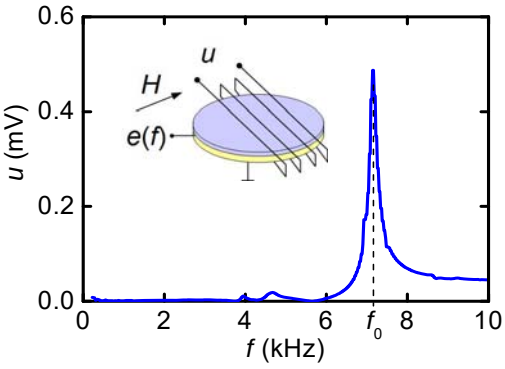


Рис. 1. Зависимость напряжения u с катушки от частоты f возбуждающего поля с амплитудой e=33 В/м при H=15 Э.

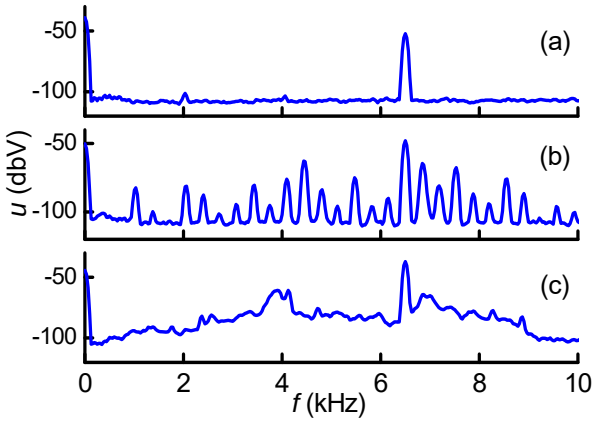


Рис. 2. Спектр частот МЭ напряжения u(f) при амплитудах поля e, кВ/м: (a) 1.6, (b) 1.65 и (c) 4.3.

Исследование спектра частот напряжения проводили при возбуждении образца полем с частотой 6.5 кГц, лежащей на левом склоне резонансного пика. На рис. 2 показаны спектры частот $u(f)$, снятые при амплитудах переменного электрического поля 1.60 кВ/м, 1.65 кВ/м и 4.5 кВ/м, соответственно. При малой амплитуде поля наблюдается линейный обратный МЭ

эффект: намагниченность образца изменяется с частотой накачки и уровень сигнала составляет -53 дБВ. При превышении порога спектр напряжения приобретает линейчатый вид, появляется много субгармоник, напряжение на частоте накачки возрастает до -48 дБВ, а субгармоника на частоте ~4.5 кГц достигает амплитуды -61 дБВ. С дальнейшим увеличением поля накачки спектр напряжения из линейчатого скачком превращается в сплошной, на фоне которого отчётливо выделяется лишь сигнал на частоте накачки с амплитудой -37 дБВ.

На рис.3 показан фазовый портрет колебаний намагниченности образца при амплитуде поля *e*=4.3 кВ/м, соответствующей генерации шума со спектром частот рис. 2с. Время измерений выборки составляло 1 мс. На рис. 4 приведена зависимость спектральной плотности шума *P* на частоте 5.68 кГц от амплитуды возбуждающего поля с частотой *f*=6.5 кГц при поле *H*=15 Э. Стрелки показывают направление увеличения и уменьшения поля. Видно, что с увеличением *e* плотность шума сначала медленно растет, затем при e_1≈3.3 кВ/м скачкообразно увеличивается до ~14 мВ/√Гц и далее продолжает расти, достигая величины 35 мВ/√Гц при *e*=10 кВ/м. При последующем уменьшении *e* от максимального значения до нуля плотность шума сначала уменьшается, затем при e_2≈2.5 кВ/м скачкообразно падает и после этого продолжает медленно уменьшаться до нуля.

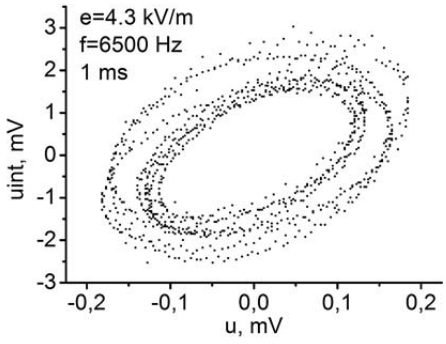


Рис. 3. Фазовый портрет колебаний намагниченности образца при e=4.3 кВ/м, f= 6500 Hz.

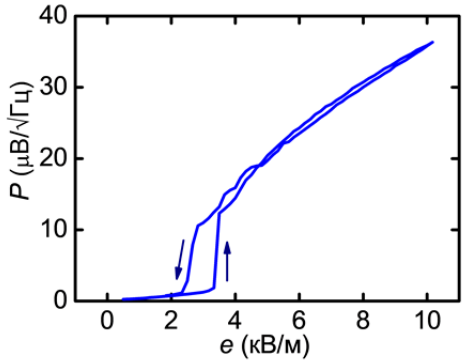


Рис. 4. Зависимость спектральной плотности шума P от амплитуды поля e при f=6.5 кГц.

Динамику исследуемой системы можно описать в рамках модели нелинейного взаимодействия нормальных акустических мод. Рассмотрение ограничим только учетом нелинейности упругой подсистемы структуры и зависимостью пьезомодуля от величины деформаций [7]. Компоненты тензора упругих напряжений в квадратичном приближении имеют вид $\hat{\sigma}_{\text{int}} = \hat{C}^{(3)}\hat{u}^2 + \hat{C}^{(2)}\hat{d}\vec{e}(1-\hat{\beta}\hat{u}^2)$, где $\hat{u}$- тензор деформаций, $\hat{C}^{(2)}, \hat{C}^{(3)}$ - линейные и нелинейные модули упругости, $\hat{d}$ - тензор пьезомодулей, $\vec{e}$ - вектор напряженности электрического поля, $\hat{\beta}$- тензор нелинейных поправок к пьезомодулям. Тензор деформаций представлен в виде разложения по нормальным модам $\hat{u}(t,\vec{r}) = \sum_k U_k(t)\hat{u}(\vec{r})$. Уравнения движения для амплитуд нормальных мод может быть получено в виде:

$$\rho_k\left(\ddot{U}_k + 2\delta_k\dot{U}_k + \omega_k^2 U_k\right) = -\sum_{n,n'}\Psi_{knn'}U_nU_{n'} - e\cos\Omega t\left(P_k - \sum_{n,n'}\beta_{nn'}U_nU_{n'}\right), \qquad (1)$$

где ω_k, δ_k, ρ_k – частота, коэффициент затухания и эффективная масса моды соответственно,

$$\Psi_{knn'} = \int d\vec{r}\hat{C}^{(3)}\hat{u}_k\hat{u}_n\hat{u}_{n'}\ ,\ P_k = \int d\vec{r}\hat{C}^{(2)}\left(\hat{d}\vec{\gamma}\right)\hat{u}_k\ ,\ \beta_{knn'} = \int d\vec{r}\hat{C}^{(2)}(\hat{d}\vec{\gamma})\hat{\beta}\hat{u}_k\hat{u}_n\hat{u}_{n'}\ \rho_k = \int d\vec{r}\,\rho\vec{u}_k^2\ .$$

$\vec{\gamma}$ - единичный вектор в направлении электрического поля, интегрирование ведется по объему структуры. Систему уравнений (1) анализировали численно с учетом взаимодействия трех основных мод с нормированными частотами ω_1=1.1, ω_2=0.62 (0.68), ω_3=0.32 (0.37). Числа в скобках отражают результат снятия углового вырождения мод. Частота возбуждающего

поля нормирована на единицу Ω=1. Остальные параметры задачи соответствуют эксперименту.

Расчеты показали, что при превышении амплитудой возбуждения порогового значения e=0.004 в системе возникает бифуркация, связанная с распадной неустойчивостью моды k=1. Такая неустойчивость наблюдается экспериментально при превышении электрическим полем накачки амплитуды 1.60 кВ/см. Вблизи порога в спектре колебаний появляются компоненты, соответствующие частотам взаимодействующих мод, а фазовый портрет колебаний приобретает форму предельных циклов, смещенных друг относительно друга. Поведение системы подобно результату, приведенному на рис.3. Повышение накачки до e=0.0145 сопровождается трансформацией фазового портрета колебаний в спиральный аттрактор. Спектр колебаний приобретает выраженную шумовую компоненту, а временная зависимость становится существенно апериодической с превалирующими субгармоническими составляющими. Будучи ограниченной низшим порядком нелинейности и малым числом взаимодействующих мод, рассмотренная модель, тем не менее, отражает наиболее существенные особенности экспериментально наблюдаемой динамики рассматриваемой системы.

Таким образом, в работе впервые обнаружена и исследована стохастическая генерация шума в планарной структуре ферромагнетик-пьезоэлектрик при ее возбуждении переменным электрическим полем. Показано, что нелинейность упругой подсистемы структуры приводит к появлению бифуркации, связанной с распадной неустойчивостью основной моды, а затем и образованием спирального аттрактора. Результаты исследования могут найти применение при создании новых устройств твердотельной электроники на основе магнитоэлектрического эффекта.

Исследования поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований, гранты 19-07-00594\19 и 18-52-16001.

Измерения частично выполнены на оборудовании объединённого Центра коллективного пользования РТУ МИРЭА.

Список использованных источников:

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. −2010. −V.103. −P. 031101.

2. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov L.Y., Fetisov Y.K., Srinivasan G., Sreenivasulu G. Nonlinear magneto-electric effects in ferromagnetic-piezoelectric composites // J. Mag. Magn. Mater., −2014. −V. 358-359. −P. 98-104.

3. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Preobrazhenskii V.L., Gordeev S.N., Fetisov Y.K. Parametric generation of subharmonics in composite multiferroic resonator // Phys. Rev. Appl. –2020. −V. 13. −P. 054070.

4. Burdin D.A., Ekonomov N.A., Chashin D.V., Fetisov Y.K.. Gordeev S.N. Magnetoelectric doubling and mixing of electric and magnetic field frequencies in a layered multiferroic heterostructure // J. Mag. Magn. Mater. –2019. −V. 485. −P. 36-42.

5. Бурдин Д.А.,Чашин Д.В., Экономов Н.А., Фетисов Ю.К. Параметрическое усиление магнитоакустических колебаний в структуре ферромагнетик-пьезоэлектрик // Письма в ЖТФ. –2020. −Т. 46. −С. 52-54.

6. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov Y.K., Stashkevich A. Nonlinear magnetoelectric effects in a composite ferromagnetic-piezoelectric structure under harmonic and noise magnetic pumping // J. Mag. Magn. Mater. −2018. −V. 449. −P. 505-509.

7. Цаплев В. М., Коновалов Р. С..Константы высших порядков пьезокерамики в условиях высоких механических и электрических нагрузок // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». −2017. −№ 4. −С. 66-71.

УДК 537.622

МУЛЬТИФЕРРОИДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПОРЯДКА В РОМБИЧЕСКИХ АНТИФЕРРОМАГНЕТИКАХ

Звездин А.К.
д.ф.–м.н., профессор, главный научный сотрудник,
Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Гареева З.В.
д.ф.–м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия

Чен С.М.
Профессор, Лаборатория диэлектрических материалов, Школа наук о материалах,
Чжэньянский Университет, Китай

Аннотация. *Представлен симметрийный анализ магнитоэлектрических свойств редкоземельных ортохромитов $RCrO_3$. Показано, что электрические дипольные моменты в окрестности ионов Cr^{3+} в структуре $RCrO_3$, возникают вследствие смещения ионов кислорода относительно высокосимметричных положений в прафазе перовскита. Электродиполные моменты в элементарной ячейке $RCrO_3$ образуют антисегнетоэлектрическую структуру. Проведена классификация структурных параметров порядка по неприводимым представлениями группы симметрии $RCrO_3$ (D2h16), определены инвариантные комбинации дисторсионных, сегнетоэлектрических и магнитных параметров порядка.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, мультиферроики, симметрийный анализ.*

MULTIFERROIC ORDER PARAMETERS IN RHOMBIC ANTIFERROMAGNETS

Zvezdin A.K.
Chief Researcher, Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Gareeva Z.V.
Leading Researcher, Institute of Molecule and Crystal Physics UFRC RAS, Ufa, Russia

Chen X.M.
Professor, Laboratory of Dielectric Materials, School of Materials Science and Engineering,
Zhejiang University, China

Annotation. *We present a symmetry analysis of magnetoelectric properties in rare earth orthochromites, $RCrO_3$. We find that displacements of oxygen ions from their highly symmetric positions in the parent perovskite phase induce electric dipole moments near Cr^{3+} ions arranged in the antiferroelectic mode. We classify structural order parameters according to the irreducible representations of the $RCrO_3$ symmetry group (D_{2h}^{16}) and determine the invariant combinations between distortive, ferroelectric and magnetic orderings.*

Keywords: *magnetoelectric effect, multiferroics, symmetry analysis*

Single-phase multiferroics are in the focus of modern physics due to the electric filed driven magnetism owed to cross-coupling effects that offer an efficient potential for fast and low - energy consuming spintronic technologies. Despite the diversity factors leading to multiferroic structures, including exchange – striction, *d-p* hybridization, lone – pairs coupling and other effects, current research on multiferroics is mainly focused on structure-controlled magnetoelectricity, implying that magnetism and ferroelectricity emerge from lattice strain effects and related crystallographic distortions.

Rare earth orthochromites belong to the family of rhombohedral antiferromagnets RMO_3, where *M* denotes the transition metal ions, *R = Y, La, Pr, Sm, Gd, Dy, Ho , Yb, Lu* stands for the rare earth, Lu or Y ions. Crystal structure and magnetic properties of rare earth orthochromites $RCrO_3$ studied since the 1960s [1, 2] are well established. They belong to the space symmetry group *Pbnm* (D_{2h}^{16}). Neutron diffraction measurements showed that the Cr^{3+} ions order antiferromagnetically in G – type magnetic configurations with weak ferromagnetic component $\Gamma_1\left(A_x, G_y, C_z\right), \Gamma_2\left(F_x, G_z, C_y\right), \Gamma_4\left(F_z, A_y, G_x\right)$.

Though ferroelectricity in $RCrO_3$ is forbidden by symmetry, ferroelectric behavior has been observed in the number of orthochromites above the antiferromagnetic ordering temperature T_N [3]. As has been shown recently $RCrO_3$ electric polarization can achieve sufficiently high values of the order 0.5-0.7μC/cm^2, however the physical origin of magnetoelectric effects in $RCrO_3$ remains under discussion. Emergence of electric polarization is explained in terms of structural transition from non – polar *Pbnm* into polar *Pmna* structural phase, the central – asymmetrical ordering of the *f* sublattices modes, inverse Dzyaloshinskii – Moriya and Heisenberg exchange interactions, disorder effects and coupling between electric dipole and magnetic moments of the rare earth ion.

Here, we perform the symmetry consideration of magnetoelectric properties of $RCrO_3$ in view of structural instability and related crystallographic distortions. Using the data of neutron diffraction measurements, we determine the structural order parameters related with the oxygen octahedral rotations and the displacements of ferroelectric cations from the centrosymmetrical positions in perovskite parent phase. We calculate electric dipole moments and demonstrate their antiferroelectric arrangement in $RCrO_3$ unit cell. We perform the classification of three order parameters on the irreducible representations (IRs) of the space symmetry group *Pnma* and determine interrelation between magnetic, ferroelectric and structural properties and the ways of their possible transformations.

To calculate the electric dipole moments in a frame of point charge model we determine the position of the electric dipole charge center as $\boldsymbol{r}_q = \frac{\sum_i q_i \boldsymbol{r}_{qi}}{\sum_i q_i}$ where q_i are the signed magnitudes of the charges, $\boldsymbol{r}_{qi}$ are the radius vectors of the charges in the local reference frame. For the perovskite – like compounds

$$\boldsymbol{r}_q = \frac{\left(+\frac{3}{8}e\right)\cdot\sum_{i=1}^{8}\boldsymbol{r}_R + \left(-\frac{2}{2}e\right)\cdot\sum_{i=1}^{6}\boldsymbol{r}_O}{\left|8\cdot\left(+\frac{3}{8}e\right)+6\cdot\left(-\frac{2}{2}e\right)\right|} \quad \boldsymbol{r}=(x,y,z) \tag{1}$$

where *e* is the elementary charge, $\boldsymbol{r_R}$ are the radius vectors of the rare earth ions, $\boldsymbol{r_O}$ are the radius vectors of the oxygen ions measured from Cr^{3+} ion. Neutronographic data showed that the position of Cr^{3+} ion in orthochromites remains unchanged, so we choose Cr^{3+} ion as the origin of the dipole moment and the origin of the local reference frame. Note that in the case of an ideal perovskite ABO_3, electric dipoles are absent since $\boldsymbol{r}_q = 0$.

So, each of the dipoles has its own orientation, and the ferroelectric ordering established in $RCrO_3$ is characterized by 4 ferroelectric sublattices with electric dipoles $\boldsymbol{d}_i = 3e\boldsymbol{r}_i$. The electric dipoles appear due to the outcome of oxygen ions from their high symmetry positions, in the first approximation, the displacements of the R^{3+} ions from their high symmetrical positions give no impact into the electric dipole moments. To find the basic ferroelectric vectors transforming on the irreducible representations (IR) of the *Pnma* space symmetry group, we consider the possible linear combinations between electric dipole moments

$$\boldsymbol{P} = \boldsymbol{d}_1 + \boldsymbol{d}_2 + \boldsymbol{d}_3 + \boldsymbol{d}_4$$
$$\boldsymbol{Q}_2 = \boldsymbol{d}_1 - \boldsymbol{d}_2 - \boldsymbol{d}_3 + \boldsymbol{d}_4$$
$$\boldsymbol{Q}_3 = \boldsymbol{d}_1 - \boldsymbol{d}_2 + \boldsymbol{d}_3 - \boldsymbol{d}_4$$
$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{d}_1 + \boldsymbol{d}_2 - \boldsymbol{d}_3 - \boldsymbol{d}_4 \quad (3)$$

The arrangement of electric dipole moments in $RCrO_3$ obtained by use of eq. (2) is shown in Fig.1. It is seen that here $\boldsymbol{D}$ vector attains the maximum value, while $\boldsymbol{P}$, $\boldsymbol{Q}_{2,3}$ are negligibly small. So, in $RCrO_3$ antiferroelectric structure ordered by $\boldsymbol{D}$ mode is established (Fig.1).

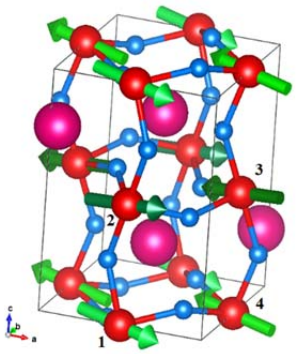


***Fig.1**. Electric dipole moments arrangement in $RCrO_3$ unit cell. Green arrows denote the orientation of electric dipole moments in the vicinity of Cr^{3+} ions ordered by antiferroelectric **D** mode.*

Intrinsic structural distortions induce coupled antiferromagnetic and antiferroelectric orderings that justifies that the rare earth orthochromites are classified as improper multiferroics. We demonstrate the correlation between CrO_6 octahedral distortions and magnetoelectric properties of $RCrO_3$By use of the symmetry analysis.

The series of phase transitions in polished with electric field $RCrO_3$ with different types of the rare earth ions has been experimentally explored in [5]. Magnetic field inducing the spin reorientation phase transition from AFM into WFM state is accompanied with emergence of electric polarization [3, 4].

In the present work, we show that the similar scenario occurs due to the electric field poling of $RCrO_3$, which destroys antiferroelectric configurations and leads to the concomitant reorientation of magnetic moments coupled with the rare earth ions electric dipoles. We find the possible coupling of the order parameters by the classifying distortion modes, electric-dipole and magnetic moments of R^{3+} ions; magnetic moments of Cr^{3+} ions on the irreducible representations of the $RCrO_3$ symmetry group (D_{2h}^{16}). We determine the possible magnetic and ferroelectric configurations, their transformations during spin reorientation phase transitions accompanied with the ferroelectric reversal and compare our findings with results of experimental measurements on $RCrO_3$ (R=Sm, Tm, Tb, Gd, Er, Lu) [5].

The work was supported by the Russian Foundation for Basic Research (grant No. 19-52-80024), National Natural Science Foundation of China (grant No.51961145105).

References:

1. Звездин А.К., Матвеев В.М., Мухин А.А., Попов А.И. Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. – М.: Наука, 1985. – 296 с.
2. Туров Е.А., Колчанов А.В., Меньшенин В.В., Мирсаев И.Ф., Николаев В.В. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. – М. Физматлит,2001. – 560 с.
3. Tokunaga Y. et al. Magnetic-field-induced ferroelectric state in $DyFeO_3$ // Physical Review Letters. – 2008. – Т. 101. – №. 9. – С. 097205.
4. Звездин, А. К., & Мухин, А. А. (2008). Магнитоэлектрические взаимодействия и фазовые переходы в новом классе мультиферроиков с несобственной электрической поляризацией // Письма в ЖЭТФ. – 2008. – Т. 88. - №8. – С. 581-586.
5. Rajeswaran B. et al. Field-induced polar order at the Néel temperature of chromium in rare-earth orthochromites: Interplay of rare-earth and Cr magnetism //Physical Review B. – 2012. – Т. 86. – №. 21. – С. 214409.

УДК 537.622.5

УПРАВЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИМИ СВОЙСТВАМИ МУЛЬТИФЕРРОИКА $LiCuVO_4$ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Готовко С.К.

аспирант, АШ по физике НИУ ВШЭ,

м.н.с., Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской Академии Наук

Свистов Л. Е.

д.ф.-м.н.,

в.н.с., Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской Академии Наук

Аннотация. *Работа посвящена изучению спиновой динамики в мультиферроике $LiCuVO_4$ методом ЭСР (электронного спинового резонанса) в присутствии внешнего электрического поля. Обнаружено, что приложение электрического поля приводит к сдвигу спектра ЭСР в данном магнетике. Показано, что низкочастотная спиновая динамика определяется совместными колебаниями спиновой плоскости и электрической поляризации в образце.*

Ключевые слова: *мультиферроики, электронный спиновый резонанс, фрустрированные системы*

DYNAMIC PROPERTIES OF MULTIFERROIC $LiCuVO_4$ INFLUENCED BY EXTERNAL ELECTRIC FIELD

Gotovko S.K.

PhD student at DS of physics of NRU HSE,

research assistant, P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences

Svistov L.E.

Dr.Sc.,

senior scientist, P.L. Kapitza Institute for Physical Problems, Russian Academy of Sciences

Annotation. *This work is dedicated to electron spin resonance (ESR) study of the spin dynamics in multiferroic $LiCuVO_4$ in presence of an external electric field. It was observed that the application of the electric field leads to the shift of ESR spectra in this magnet. It was shown that the low-frequency spin dynamics in $LiCuVO_4$ is defined by joint oscillations of the spin system and the electric polarization.*

Keywords: *multiferroics, electron spin resonance, frustrated systems*

Мультиферроики представляют большой интерес для изучения, так как их магнитные свойства могут контролироваться при помощи электрического поля. При температуре ниже $T_N = 2.3$ K в мультиферроике $LiCuVO_4$ устанавливается несоизмеримый геликоидальный

порядок с волновым вектором **k** = (0,0.532,0) [1]. Одновременно с магнитным упорядочением в исследуемом веществе появляется спонтанная электрическая поляризация **P** [2]. Величина и направление электрической поляризации могут управляться внешним магнитным полем **H**, однако возможен и обратный эффект – управление магнитными свойствами вещества с помощью внешнего электрического поля **E**. Механизм спинового тока [3] предполагает, что электрическая поляризация **P** в $LiCuVO_4$ лежит в спиновой плоскости и перпендикулярна волновому вектору **k**.

В связи с этим частоты ЭСР в $LiCuVO_4$ зависят не только от приложенного магнитного поля, но и от электрического. Сдвиг кривых резонансного поглощения и, следовательно, сдвиг резонансных полей в присутствии электрического поля был измерен с использованием модуляционного метода: к образцу прикладывалось низкочастотное переменное электрическое поле $\mathbf{E_a}$, и на частоте модуляции $\mathbf{E_a}$ исследовалась переменная составляющая кривой поглощения.

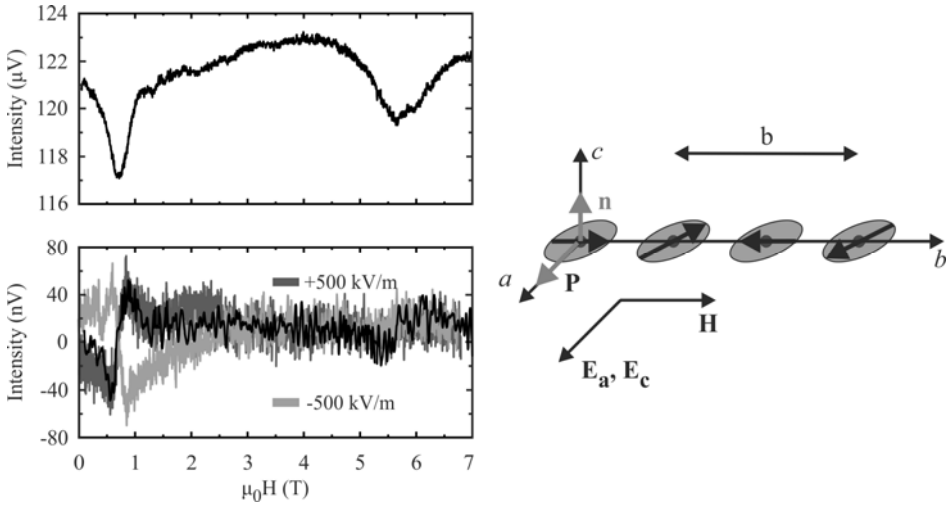


Рис. 1. Верхняя панель: полевая зависимость прошедшей через резонатор СВЧ-мощности.

Нижняя панель: отклики прошедшей мощности на переменное электрическое поле (серая кривая – E_c = +500 кВ/м, светло-серая кривая – E_c = -500 кВ/м). Чёрная кривая – масштабированная производная резонансной кривой. f = 36.2 ГГц, T = 1.3 K, **H**||*b.*

Вставка: взаимная ориентация кристаллографических осей, внешних **H** *и* **E***-полей и электрической поляризации* **P**. *Серыми эллипсами проиллюстрирована циклоидальная спиновая структура,* **n** *– вектор нормали к спиновой плоскости.*

Измерения проводились в многомодовом прямоугольном резонаторе проходного типа при температуре T = 1.3 K на частотах f = 17.2 ГГц, 36.2 ГГц и 42.2 ГГц. Переменное низкочастотное электрическое поле $\mathbf{E_a}$ прикладывалось вдоль **P**. Для того, чтобы контролировать направление **P**, к образцу также прикладывалось постоянное электрическое поле $\mathbf{E_c}$. Взаимная ориентация магнитного и электрического полей и электрической поляризации относительно кристаллографических осей показана на вставке к Рис. 1. Полевая зависимость прошедшей через резонатор СВЧ-мощности на частоте f = 36.2 ГГц показана на Рис. 1, отклики прошедшей мощности на переменное электрическое поле показаны на нижней панели. Измеренные на частоте модуляции $\mathbf{E_a}$ отклики пропорциональны производной резонансной кривой. Смена знака электрической поляризации приводит к смене знака отклика (светло- и тёмно-серая линии).

Результаты эксперимента показывают, что электрическое поле влияет на магнитные

свойства $LiCuVO_4$, теоретические ожидания находятся в хорошем согласии с полученными данными.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №19-02-00194.

Список использованных источников:

1. B. J. Gibson, R. K. Kremer, A. V. Prokofiev, W. Assmus, and G. J. McIntyre, Incommensurate antiferromagnetic order in the S=1/2 quantum chain compound $LiCuVO_4$ // Physica B. – 2004. – № 350. – E253.
2. F. Schrettle *et al.*, Switching the ferroelectric polarization in the S=1/2 chain cuprate $LiCuVO_4$ by external magnetic fields // Physical Review B. – 2008. – № 77. – 144101.
3. H. Katsura, N. Nagaosa, and A. V. Balatsky, Spin current and magnetoelectric effect in noncollinear magnets // Phys. Rev. Letters, 95, 057205 (2005).

УДК: 537.624; 537.632

УПРАВЛЯЕМАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ ПЕРЕСТРОЙКА СПЕКТРА МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В МАГНОННОМ КРИСТАЛЛЕ С ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ СЛОЕМ

Грачев А.А.

аспирант, Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Бегинин Е.Н.

к.ф.-м.н., заведующий кафедрой нелинейной физики
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Садовников А.В.

к.ф.-м.н., доцент, кафедра физики открытых систем
Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского

Аннотация. *С помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрирована возможность управления спин-волновым спектром в магнонно-кристаллической структуре с помощью локальных деформаций. Показано, что при изменении абсолютной величины и знака электрического поля оказывается возможным эффективное управление свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагниченности в магнонном кристалле. С прикладной точки зрения, полученные результаты могут быть использованы для создания класса устройств обработки информации, таких как системы демультиплексирования с частотно-пространственной селективностью, управляемых одновременно электрическим и магнитным полем.*

Ключевые слова: *спиновая волна, магнонный кристалл, магноника, стрейнтроника*

VOLTAGE-CONTROLLED TUNABILITY OF SPIN-WAVE SPECTRA IN MAGNONIC CRYSTAL WITH PIEZOELECTRIC LAYER

Grachev A.A.

PhD student, Saratov State University

Beginin E.N.

Ph.D., Head of Dept. of Nonlinear Physics,
Saratov State University

Sadovnikov A.V.

Ph.D., Assistant Prof., Dept. of Physics of Open Systems,
Saratov State University

Annotation. *Here, we demonstrate possibility of controlling the spin-wave spectrum in a magnonic-crystal structure using local deformations using numerical and experimental techniques. It is shown that variation the absolute value and sign of the electric field makes it possible to effectively control*

the properties of propagating spin waves and the spatial distribution of the intensity of dynamic magnetization in a magnonic crystal. From an applied point of view, the results obtained can be used to create a class of information processing devices, such as demultiplexing systems with frequency-space selectivity, controlled simultaneously by an electric and magnetic field.

Keywords: *spin wave, magnonic crystal, magnonics, straintronics*

Магноника представляет собой альтернативный способ преодоления ограничений энергоэффективности полупроводниковой электроники [1]. Она использует спиновые волны (СВ) и их кванты-магноны, которые могут передавать информацию с низким затуханием и без использования заряженных частиц (электронов и дырок) [2,3]. Длины СВ можно уменьшить до единиц нанометров[4]. Магноны позволяют передавать и хранить информационные сигналы, используя амплитуду и фазу, представляющие логические «0» и «1» [3]. Эта концепция позволяла создавать устройства для передачи и хранения информационных сигналов, такие как частотно-избирательные мультиплексоры и демультиплексоры; спин-волновые направленные ответвители и делители мощности [2-5]. Стрейнтроника - новое направление в физике конденсированного состояния вещества, использующее упругие деформации и физические эффекты, наведённые механическими деформациями в ферромагнитных структурах, для реализации нового поколения устройств информационных, сенсорных и энергосберегающих технологий [5].

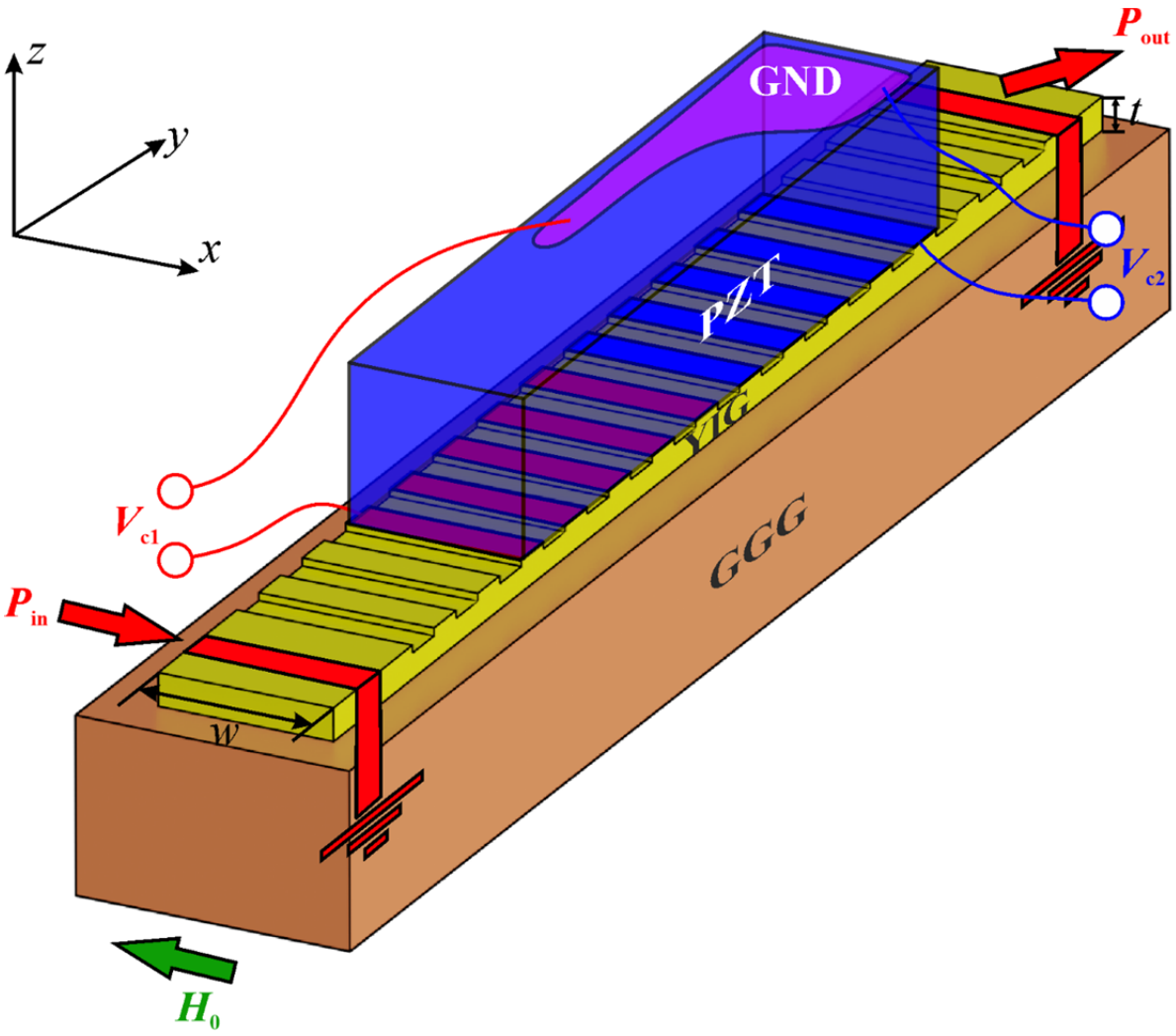


Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры

В данной работе, с помощью численных и экспериментальных исследований продемонстрирована возможность управления спин-волновым спектром в магнонно-

кристаллической структуре с помощью локальных деформаций. Для экспериментального исследования механизмов управления спектром СВ была изготовлена структура, представляющая собой периодическую систему (магнонный кристалл) (см. рис. 1). С помощью метода лазерного скрайбирования на поверхности плёнки железо-иттриевого граната (ЖИГ) толщиной t = 10 мкм [(YIG) $Y_3Fe_5O_{12}$ (111)], выращенной на подложке из гадолиний-галлиевого граната [(GGG) $Gd_3Ga_5O_{12}$ (111)] толщиной 500 мкм сформирована система канавок, глубиной 1 мкм и шириной w = 500 мкм. Длина магнонного кристалла составляла 7 мм. Возбуждение СВ осуществлялось с помощью микрополосковой антенны толщиной 1 мкм и шириной 30 мкм. Структура помещена во внешнее статическое магнитное поле, H_0 = 730 Э, ориентированное вдоль оси x для эффективного возбуждения поверхностной магнитостатической волны (ПМСВ). На верхней поверхности пьезоэлектрического керамического слоя из титаната-цирконата свинца (PZT) с размерами 500 × 4000 × 200 мкм^3 размещён электрод (обозначение "GND" на рис. 1) из меди толщиной 1 мкм, который не оказывает значительного влияния на распространение СВ в магнонном кристалле. На другой стороне PZT была сформирована система электродов типа «встречные штыри» из титана, толщиной 100 нм. Отдельно к каждому из электродов в эксперименте прикладывалось напряжение величиной $V_{c1,2}$. В эксперименте эффективная механическая связь между магнонным кристаллом и PZT слоем была достигнута с помощью использования двухкомпонентного эпоксидного тензометрического клея.

Для описания физических процессов, определяющих физические характеристики при управлении спин-волновыми сигналами путем создания локальных упругих деформаций, была разработана численная модель на основе метода конечных элементов. Была проведена оценка влияния упругих деформаций на спин-волновой транспорт и рассчитывались профили внутреннего магнитного поля в магнонном кристалле.

Экспериментальное исследование проводилось с помощью векторного анализатора цепей. Показано, что при изменении абсолютной величины и знака электрического поля оказывается возможным эффективное управление свойствами распространяющихся спиновых волн и пространственным распределением интенсивности динамической намагниченности в магнонном кристалле.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 19-37-90145).

Список использованных источников:

1. Kruglyak V. V., Demokritov S. O., Grundler D., Magnonics// Journal of Physics D: Applied Physics – 2010 – V. 43 – P. 264001.
2. Chumak A. V., Serga A. A., Hillebrands B. Magnonic crystals for data processing// Journal of Physics D: Applied Physics – 2017 – V. 50 – P. 244001.
3. Csaba G., Papp A., Porod W. Perspectives of using spin waves for computing and signal processing// Physics Letters A – 2017 – V. 381 – P. 1471 - 1476.
4. Wang Q., Kewenig M., Schneider M., Verba R., Kohl F., Heinz B., Geilen M., Mohseni M., Lägel B., Ciubotaru F., Adelmann C., Dubs C., Cotofana S.D., Dobrovolskiy O.V., Brächer T., Pirro P., Chumak A.V. A magnonic directional coupler for integrated magnonic half-adders// Nature Electronics – 2020 – V. 3 – 765–774.
5. Sadovnikov A.V., Grachev A.A., Sheshukova S.E., Sharaevskii Y.P., Serdobintsev A.A., Mitin D.M., Nikitov S.A., Magnon straintronics: Reconfigurable spin-wave routing in strain-controlled bilateral magnetic stripes// Phys. Rev. Lett. – 2018 – V. 120 – P. 257203.

УДК 537.633.9

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ЛЕГИРОВАННОМ ГОЛЬМИЕМ ПАРАМАГНИТНОМ РЕДКОЗЕМЕЛЬНОМ ЛАНГАСИТЕ

Иванов В.Ю.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Мухин А.А.

к.ф.-м.н., в.н.с., и.о. зав. лабораторией, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Кузьменко А.М.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Тихановский А.Ю.

м.н.с., аспирант, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Балбашов А.М.

д.т.н., проф., зав лабораторией, ФГБОУ ВО «НИУ МЭИ»

Аннотация. *В парамагнитных нецентросимметричных кристаллах $La_{3-x}Ho_xGa_5SiO_{14}$ (x=0.043-0.09) обнаружена индуцированная магнитным полем электрическая поляризация в базисной плоскости проявляющая при низких температурах необычные квазилинейные полевые зависимости. Наблюдаемые магнитоэлектрические явления объясняются в рамках квантово-феноменологического подхода, учитывающего квазидублетную структуру основного состояния иона Ho^{3+} в кристаллическом поле низкой локальной симметрии(C_2), допускающего магнитоэлектрическую связь, которая при учете трех магнитонеэквивалентных позиций ионов Ho^{3+} полностью соответствует макроскопической тригональной симметрии.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, редкоземельные лангаситы*

INTRODUCTION OF LASER TECHNOLOGY CONTROLLED THERMOCRACKING IN RUSSIA

Ivanov V.YU.

Dr.Ph., Leading Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

Mukhin A.A.

Dr.Ph., Leading Researcher, head of lab., Prokhorov General Physics Institute, RAS

Kuzmenko A.M.

Dr.Ph., Senior Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

Tikhanovsky A.YU.

Junior Researcher, Postgr. St., Prokhorov General Physics Institute, RAS

Balbashov A.M.

Dr.Sc., prof., head of lab., National Research University “Moscow Power Engineering Institute”

Annotation. *In paramagnetic noncentrosymmetric crystals $La_{3-x}Ho_xGa_5SiO_{14}$ (x = 0.043-0.09), a magnetic-field-induced electric polarization in the basal plane is found, which exhibits unusual quasilinear field dependences at low temperatures. The observed magnetoelectric phenomena are explained within the framework of the quantum phenomenological approach, which takes into account the quasi-doublet structure of the ground state of the Ho^{3+} ion in a crystal field of low local symmetry (C_2), which allows magnetoelectric coupling. When three magnetically nonequivalent positions of Ho^{3+} ions are taken into account, this approach fully corresponds to the macroscopic trigonal symmetry.*

Keywords: *magnetoelectric effect, rare earth langasites*

В последние годы магнитоэлектрические эффекты, в частности индуцированная магнитным полем электрическая поляризация, наблюдались не только у магнитоупорядоченных но и у парамагнитных соединений, например алюмоборатов с редкоземельными элементами (РЗЭ) $RAl_3(BO_3)_4$ (R=Ho, Yb, …) [1-2], неодимового лангасита [3]. Последнее соединение принадлежит к семейству $R_3Ga_5SiO_{14}$, обладающему нецентросимметричной кристаллической решеткой (пространственная группа P321-D^2_3), и магнитно не упорядочивается вплоть до самых низких температур ~46 mK. Представляет интерес исследование магнитоэлектрического эффекта в кристаллах со структурой лангасита с сильно магнитными тяжелыми редкоземельными элементами. Однако, поскольку структура лангасита становится неустойчивой для тяжелых РЗЭ, исследовались разбавленные соединения $(La_{1-x}Ho_x)_3Ga_5SiO_{14}$. Первый кристалл с номинальным значением x=0.03 был выращен методом Чохральского. По данным флуоресцентного анализа истинная концентрация гольмия в кристалле оказалась: $3x = 0.043$. Второй кристалл был выращен методом зонной плавки с оптическим нагревом. При закладке $x = 0.05$ истинная концентрация Но оказалась ~ 0.03. Измерения проводились на установке MPMS-5 (Quantum Design) при температурах от 1.9 К.

На рис. 1 приведены зависимости электрической поляризации, индуцируемой вдоль кристаллографической оси *a* магнитным полем, приложенным вдоль осей *a* и *b* у первого кристалла. Согласно феноменологическим соотношениям для кристаллов тригональной симметрии допустимыми компонентами магнитоэлектрического эффекта вдоль оси $x = a$ в низшем порядке разложения по магнитному полю будут:

$$P_x = \alpha_2(H_x^2 - H_y^2) + \alpha_1 H_y H_z + \ldots \quad (1)$$

Согласно (1) P_a должна квадратично зависеть от магнитного поля, иметь одинаковую абсолютную величину и разные знаки при $H||a$ и $H||b$ - осям кристалла. Для нашего кристалла эти закономерности начинают выполняться при температурах выше ≈ 25 К, при низких же температурах поляризация с ростом поля весьма быстро выходит на зависимость, близкую к линейной. Кроме того, абсолютная величина поляризации при намагничивании вдоль направлений *a* и *b* отличается при низких температурах. Причиной такого поведения является быстрое достижение насыщения намагниченности ионов Ho^{3+} с ростом магнитного поля, что требует привлечения более сложного описания наблюдаемых эффектов. Приведенные в (1) магнитоэлектрические коэффициенты α_1 и α_2 могут быть определены дифференцированием поляризации по квадрату магнитного поля (при H → 0 при низких температурах). Для рассмотренных выше случаев $H||a$ и $H||b$ определяются значения коэффициента α_2.

Для нахождения α_1 были проведены измерения P_b компоненты поляризации в магнитном поле, приложенном в *ac* плоскости под углами $+45^0$ и -45^0 к оси *c* (рис. 2). Данная компонента поляризации в квадратичном по полю приближении описывается выражением (2):

$$P_y = -2\alpha_2 H_x H_y - \alpha_1 H_x H_z + \ldots \quad (2)$$

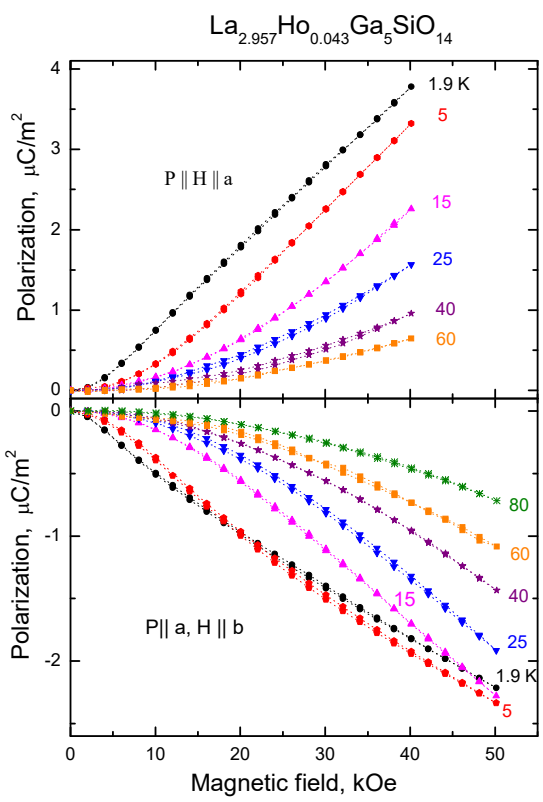


Рис. 1. Зависимость поляризации вдоль оси a от магнитного поля, направленного вдоль оси a (вверху) и вдоль оси b (внизу).

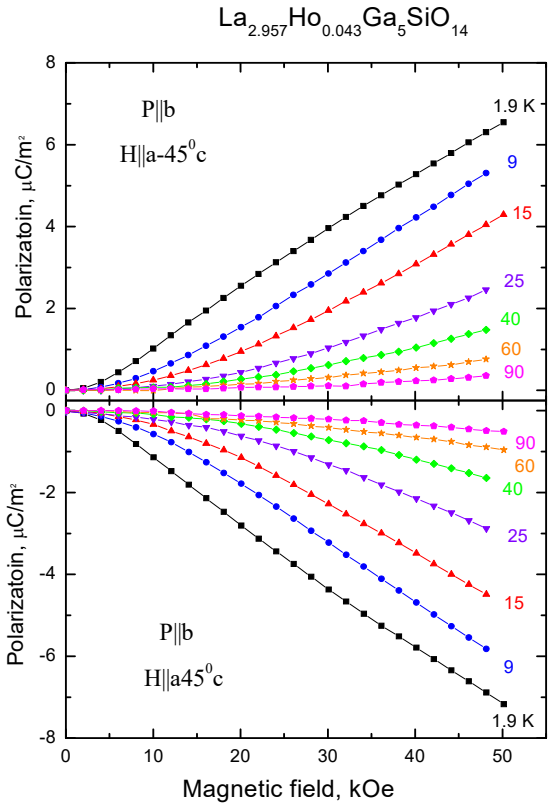


Рис. 2. Зависимость поляризации вдоль оси b от магнитного поля, направленного под углом -45^0 (вверху) и +45^0 (внизу) к оси c в ac плоскости.

Характер зависимостей $P_b(H)$ примерно такой же: квазилинейная зависимость при низких температурах, переходящая в квадратичную при повышении температуры. Заметим, что хотя величина электрической поляризации исследуемых кристаллов довольно маленькая ≤ 7 мкКл/м^2, что меньше, чем у $Nd_3Ga_5SiO_{14}$ [3], однако с учетом малой концентрации гольмия, поляризация, приходящаяся на ион Ho^{3+}, достигает достаточно большого значения ~ 160 мкКл/м^2.

На рис. 3. приведены зависимости магнитоэлектрических коэффициентов от обратной температуры, которые близки к линейным, по крайней мере для не слишком низких температур. Именно такая зависимость предсказывается в рамках квадратичного по полю приближения. На рис. 4 приведены примеры индуцированной магнитным полем поляризации для второго кристалла с $3x$~0.09. Как видно, поляризация для этого кристалла в два с лишним раза больше, чем у предыдущего кристалла, и наблюдается до более высоких температур. Наглядно видна тенденция к изменению характера полевой зависимости поляризации от квазилинейной к квадратичной при повышении температуры.

Для описания наблюдаемых эффектов разработан квантово-феноменологический подход, учитывающий квазидублетную структуру основного состояния иона Ho^{3+} в кристаллическом поле низкой локальной симметрии (C_2), допускающий магнитоэлектрическую связь. Данный подход при учете трех магнитонеэквивалентных позиций ионов Ho^{3+} полностью соответствует макроскопической тригональной симметрии. Подробнее об используемом подходе см. [4].

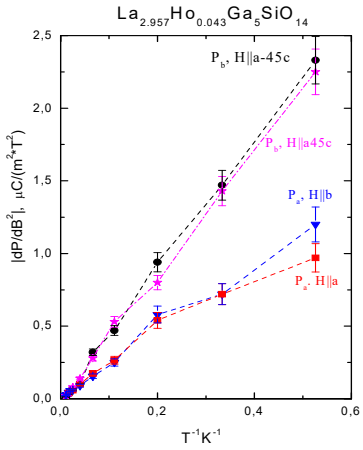


Рис.3. Зависимости модуля производных электрической поляризации, измеренной вдоль осей a и b, по квадрату магнитной индукции от обратной температуры для $La_{2.957}Ho_{0.043}Ga_5SiO_{14}$ при разных направлениях магнитного поля.

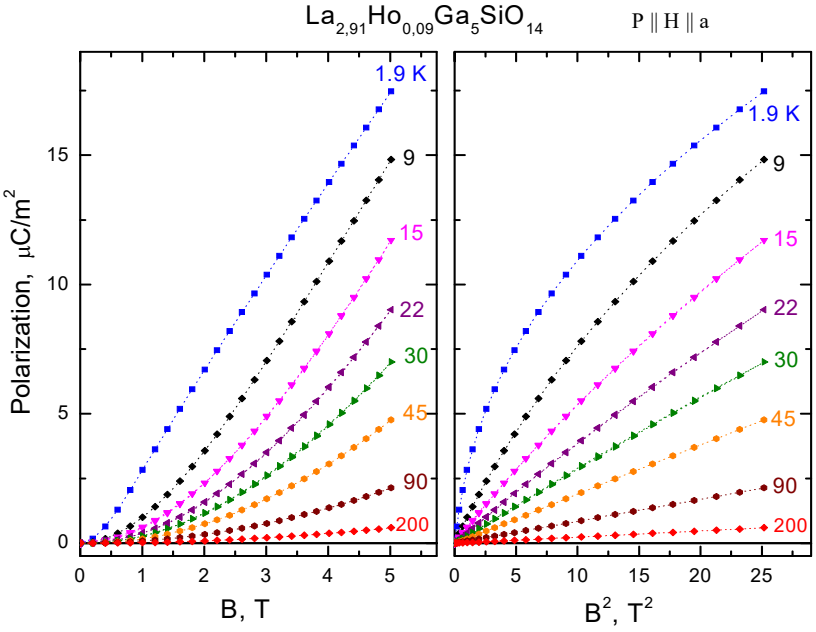


Рис. 4. Зависимость поляризации кристалла $La_{2.91}Ho_{0.09}Ga_5SiO_{14}$ вдоль оси a при H||a от магнитного поля (слева) и квадрата поля (справа).

Список использованных источников:

1. Liang K.-C., Chaudhury R.P., Lorenz B., et al. Giant magnetoelectric effect in $HoAl_3(BO_3)_4$ // Phys. Rev. B -2011. –V. 83. –P. 180417(R).

2. Иванов В.Ю., Кузьменко А.М., Мухин А.А. Магнитоэлектрический эффект в алюмоборате иттербия $YbAl_3(BO_3)_4$ // Письма в ЖЭТФ. – 2017. – Т. 105, вып. 7, с. 430 – 436.

3. Mukhin A.A., Ivanov V.Yu., Mill B.V. Observation of the magnetic field induced ferroelectricity in rare-earth langasites: $Nd_3Ga_5SiO_{14}$ // Book of Abstracts, Moscow International Symposium on Magnetism, 1 – 5 July 2017, M.V. Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Moscow 2017, p. 663.

4. Weymann L., Bergen L., Kain T., et al. Unusual magnetoelectric effect in paramagnetic rare-earth langasite // npj Quantum Materials. – 2020. – 5:61.

УДК 537.9

НЕВЗАИМНЫЕ СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ В ФЕРРОМАГНИТНОЙ ПЛЕНКЕ С ЭКРАНОМ

Кузнецов М.А.

м.н.с., Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

Фраерман А.А.

д.ф.-м.н., зав. отделом магнитных наноструктур (150), Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

Аннотация. *В настоящей работе определен спектр спиновых волн в ферромагнитной пленке с парамагнитным экраном. Спектр имеет невзаимный характер вследствие межслойного магнитостатического взаимодействия пленки и экрана. Энергия этого взаимодействия подобна поверхностной энергии Дзялошинского-Мории. Температурная чувствительность восприимчивости экрана позволяет управлять эффективным взаимодействием Дзялошинского-Мории посредством изменения температуры системы, что может быть полезным для приложений.*

Ключевые слова: *невзаимные спиновые волны, ферромагнетик, парамагнетик, магнитостатическое взаимодействие, поверхностное взаимодействие Дзялошинского-Мории*

NONRECIPROCAL SPIN WAVES IN A FERROMAGNETIC FILM WITH A SCREEN

Kuznetsov M.A.

Junior Researcher, Institute for Physics of Microstructures RAS — Branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution «Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences»

Fraerman A.A.

Dr.Sc, Head of the Department of Magnetic Nanostructures (150), Institute for Physics of Microstructures RAS — Branch of the Federal State Budgetary Scientific Institution «Federal Research Center Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences»

Annotation. *In this work, the spectrum of spin waves in a ferromagnetic film with a paramagnetic screen is determined. The spectrum is nonreciprocal due to the interlayer magnetostatic interaction between the film and the screen. The energy of this interaction is similar to the energy of interfacial Dzyaloshinsky-Moriya interaction. The thermal sensitivity of the screen susceptibility allows the effective interaction of the Dzyaloshinsky-Moriya to be controlled by varying the temperature of the system, which can be useful for applications.*

Keywords: *nonreciprocal spin waves, ferromagnet, paramagnet, magnetostatic interaction, interfacial Dzyaloshinsky-Moriya interaction*

Известно, что в магнитных системах с нарушением киральной симметрии спиновые волны должны обладать свойством невзаимности, т.е. зависимостью их характеристик от направления распространения — вдоль или против выделенной оси. Такое свойство спиновых волн может быть полезно для создания спин-волновых логических устройств [1, 2]. Нарушение киральной симметрии можно вызвать, например, поверхностным взаимодействия Дзялошинского-Мории (ДМ) на границе раздела ферромагнитной пленки и нормального металла. Так, в работе [1] для геометрии Даймона-Эшбаха [3] в такой системе рассчитаны характеристики невзаимных спиновых волн. В литературе описан и чисто магнитостатический механизм снятия кирального вырождения в ферромагнитной пленке, взаимодействующей с парамагнитным или сверхпроводящим экранами [4-6]. В работах [7-8] были исследованы невзаимные свойства спиновых волн в этих системах. Однако, в настоящий момент нет теории, учитывающей температурную чувствительность экранов, которая должна значительно влиять на свойства спиновых волн.

В настоящей работе в рамках магнитостатического подхода произведено теоретическое исследование спектра спиновых волн в системе «сильный»/«слабый» ферромагнетик. Здесь под «слабым» ферромагнетиком (далее — экран) понимается ферромагнетик со значительной меньшей температурой Кюри T_c, чем у «сильного» ферромагнетика (далее — пленка). Мы считали, что экран находится в парамагнитной фазе. Было показано, что магнитостатическое взаимодействие пленки и экрана приводит к возникновению в энергии пленки слагаемого, аналогичного поверхностному взаимодействию ДМ. Это слагаемое чувствительно к изменению восприимчивости экрана (температуры системы). Таким образом, возникает возможность управления невзаимностью спиновых волн посредством изменения температуры системы, что может быть полезным для приложений. Необходимость рассмотрения экрана из «слабого» ферромагнетика вместо парамагнитного связана с малостью восприимчивости нормальных металлов по сравнению с восприимчивостью ферромагнетиков, которая неограниченно возрастает при приближении к точке Кюри.

Рассматриваемая система изображена на рис. 1. Пусть ось z декартовой системы координат по направлению совпадает с нормалью к плоскостям слоев. Пленка занимает область $0 < z < h$, а экран — полупространство $z < 0$. Внешнее магнитное поле $\boldsymbol{H}_{\text{ext}}$ параллельно направлению оси x. Свободную энергию системы F можно написать в следующем виде:

$$F = F_0 + F_- + F_+, \tag{1}$$

$$F_0 = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{0}^{h}\left(\frac{L_0^2}{2}\sum_{i=1}^{2}\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{1}{2}KM_z^2 - \boldsymbol{M}(\boldsymbol{H}_{\text{ext}} + \boldsymbol{H}_0) - \frac{\boldsymbol{H}_0^2}{8\pi}\right)d\boldsymbol{\rho}dz, \tag{2}$$

$$F_- = \int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{-\infty}^{0}\left(\frac{l_0^2}{2}\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial \boldsymbol{m}}{\partial x_i}\right)^2 + \frac{1}{2\chi}\boldsymbol{m}^2 - \boldsymbol{m}\boldsymbol{H}_- - \frac{\boldsymbol{H}_-^2}{8\pi}\right)d\boldsymbol{\rho}dz, \tag{3}$$

$$F_+ = -\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\int\limits_{h}^{+\infty}\frac{\boldsymbol{H}_+^2}{8\pi}d\boldsymbol{\rho}dz. \tag{4}$$

Здесь $\boldsymbol{M}$ и $\boldsymbol{m}$ – намагниченности пленки и экрана соответственно, $K > 0$ – постоянная магнитной анизотропии (легкая ось – z), $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$ – двумерный координатный вектор,

$\chi = C/(T - T_c)$ – восприимчивость экрана, а C – постоянная Кюри. Первые слагаемые в F_0 и F_- описывают обменное взаимодействие в пленке и подложке, характеризуемое постоянными L_0 и l_0 соответственно. $\boldsymbol{H}_-(z<0)$, $\boldsymbol{H}_0(0<z<h)$ и $\boldsymbol{H}_+(z>h)$ – напряженности магнитостатических полей, индуцированных намагниченностями пленки и подложки совместно. Мы будем считать пленку тонкой, т.е. $h \ll L_0$. Выполнение этого условия позволяет пренебречь зависимостью намагниченности $\boldsymbol{M}$ от поперечной координаты z.

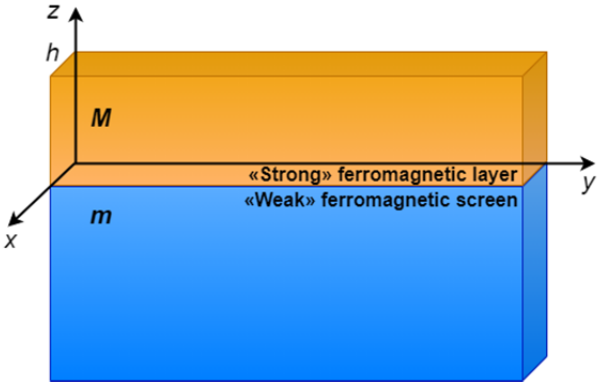


Рис. 1. Схематическое изображение рассматриваемой системы

Свободную энергию (1) можно привести к более простому виду

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty}\int_{0}^{h}\left(\frac{L_0^2}{2}\sum_{i=1}^{3}\left(\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial x_i}\right)^2 - \frac{1}{2}KM_z^2 - \boldsymbol{M}\left(\boldsymbol{H}_{\text{ext}} + \frac{\boldsymbol{H}_0}{2}\right)\right)d\boldsymbol{\rho}dz. \quad (5)$$

Мы видим, что вся роль экрана сводится лишь к возмущению магнитостатического поля $\boldsymbol{H}_0$ внутри пленки. Это обстоятельство позволяет решать динамическую задачу о распространении спиновых волн в пленке, находящейся под действием эффективного поля

$$\boldsymbol{H}_{\text{eff}} = -\frac{\delta F}{\delta \boldsymbol{M}} = \boldsymbol{H}_{\text{ext}} + KM_z\boldsymbol{e}_z + L_0^2\Delta\boldsymbol{M} + \boldsymbol{H}_0, \quad (6)$$

входящего в уравнение Ландау-Лифшица-Гильберта

$$\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t} = -\gamma\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{H}_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M}\boldsymbol{M}\times\frac{\partial \boldsymbol{M}}{\partial t}, \quad (7)$$

где $\gamma > 0$ — гиромагнитное отношение, α — параметр диссипации. Можно показать, что магнитостатическое взаимодействие пленки и подложки подобно поверхностному взаимодействию ДМ с эффективной постоянной ДМ, которая при $ql_0/2\sqrt{\pi} \ll 1$, $ql_0\sqrt{\chi} \ll 1$, $4\pi\chi \gg 1$ и $qh \ll 1$ имеет вид

$$D_{\text{eff}} = -\pi h M_s^2, \quad (8)$$

где q — модуль волнового вектора.

На рис. 2 (a) и (b) изображены дисперсионные зависимости действительной ω' и мнимой ω'' частей спектра $\omega(\boldsymbol{q})$ спиновых волн для следующих параметров: $h = 3\cdot10^{-7}$ см, $M_s = 800$ эрг $\cdot$ Гс$^{-1}\cdot$ см$^{-3}$, $L_0 = 20\cdot10^{-7}$ см, $H_{\text{ext}}^0 = 800$ Э, $K = 0$, $q_x = 0$, $\alpha = 0.01$. Величины M_s и L_0 соответствуют пермаллою $Ni_{80}Fe_{20}$. Мы можем видеть, что при $\chi = 0$ волны взаимны, т.е. $\omega(+\boldsymbol{q}) = \omega(-\boldsymbol{q})$. В этом случае ω не зависит от l_0. При $\chi \neq 0$ спектр становится невзаимным, а частоты волн зависят от направления распространения. На рис. 3 (a) и (b) изображены зависимости $\Delta f(\boldsymbol{q}) = \big(\omega(-\boldsymbol{q}) - \omega(+\boldsymbol{q})\big)/2\pi$ и D_{eff} от q_y при различных χ и l_0.

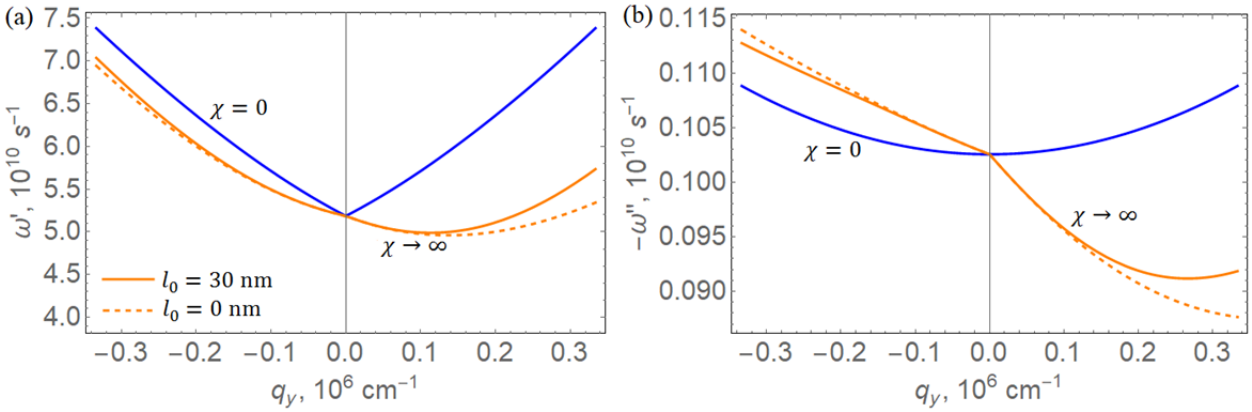


Рис. 2. Дисперсионные зависимости (a) $\omega'(\boldsymbol{q})$ и (b) $\omega''(\boldsymbol{q})$. Сплошные синие линии соответствуют случаю $\chi = 0$. Оранжевые линии соответствуют $T = T_c$ ($\chi \to \infty$) при $l_0 = 0$ (пунктирные линии) и $l_0 = 30$ нм (сплошные линии)

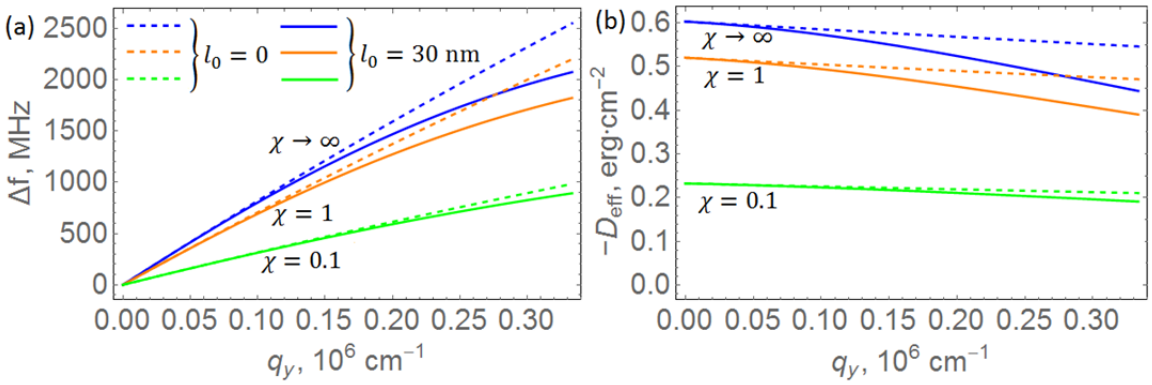


Рис. 3. Зависимости эффективной постоянной ДМ D_{eff} (a) и частотного сдвига Δf (b) от - компоненты волнового вектора q_y при различных величинах восприимчивости экрана (температуры системы)

Список использованных источников:

1. Moon J.-H., Seo S.-M., Lee K.-J. et al. Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction // Phys. Rev. B. – 2013. – № 88. –P. 184404-1–184404-6.
2. Jamali M., Kwon J.H., Seo S.-M. et al. Spin wave nonreciprocity for logic device applications // Sci. Rep. – 2013. – № 3. –P. 3160-1–3160-5.
3. Damon R.W. and Eshbach J.R. Magnetostatic modes of a ferromagnet slab // J. Phys. Chem. Solids. – 1961. – № 19. –P. 308–320.
4. Нефедов И.М., Фраерман А.А., Шерешевский И.А. Магнитостатический механизм управления киральностью распределения намагниченности // ФТТ. – 2016. – № 58. – С. 490–494.
5. Фраерман А.А., Мухаматчин К.Р. Киральная неустойчивость однородного состояния ферромагнитной пленки на магнитной подложке // ЖЭТФ. – 2020. – № 158. –С. 1109–1117.
6. Мухаматчин К.Р., Фраерман А.А. Неколлинеарные состояния в цепочке однодоменных ферромагнитных частиц // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – № 93. –С. 797–800.
7. Golovchanskiy I.A., Abramov N.N., Stolyarov V.S. et al. Modified dispersion law for spin waves coupled to a superconductor //J. Appl. Phys. – 2018. – № 124.–P. 233903-1–233903-5.
8. Gallardo R.A., Schneider T., Chaurasiya A.K. Reconfigurable spin-wave nonreciprocity induced by dipolar interaction in a coupled ferromagnetic bilayer // Phys. Rev. Applied. – 2019. – № 12. –P. 034012-1–034012-11.

537.632

АНОМАЛИИ ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОГО ЛИНЕЙНОГО ДИХРОИЗМА И МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В $HoFe_3(BO_3)_4$

Малаховский А.В.
д. ф.-м. н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

Гудим И.А.
к. ф.-м. н., с.н.с., Институт физики им. Л.В. Киренского, ФИЦ КНЦ СО РАН, Красноярск, Россия

Качур И.С.
к. ф.-м. н., с.н.с. Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

Пирятинская В.Г.
к. ф.-м. н., с.н.с., Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины, Харьков, Украина

Аннотация. *Исследован магнитный линейный дихроизм (МЛД) перехода $^5I_8 \rightarrow {}^5F_3$ в базисной плоскости монокристалла $HoFe_3(BO_3)_4$ при распространении света вдоль тригональной оси с при температуре 2К в функции от магнитного поля 0-65 кЭ, направленного вдоль с-оси. МЛД – чётная функция магнитных моментов. Однако было обнаружено, что дихроизм между поляризациями вдоль a и b осей в магнитном поле, параллельном тригональной оси с, не только существует в лёгкоосном состоянии кристалла, но и меняет знак при смене знака поля. Таким образом, магнитное поле H||c нарушает аксиальную симметрию магнитной структуры гольмия в изученных возбуждённых состояниях. Мы доказали существование спонтанной электрической поляризации в $HoFe_3(BO_3)_4$ при 2 К и рассмотрели магнитоэлектрическое взаимодействие, как один из источников нарушения аксиальной симметрии и других особенностей локальных магнитных свойств гольмия.*

Ключевые слова: *магнитный линейный дихроизм, магнитоэлектрическое взаимодействие, f-f переходы, возбуждённые состояния, локальные магнитные свойства*

ANOMALIES OF MAGNETIC LINEAR DICHROISM BEHAVIOR AND MAGNETO-ELECTRIC INTERACTION IN $HoFe_3(BO_3)_4$

Malakhovskii A.V.
Dr.Sc., Kirensky Institute of Physics, KSC SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation.

Gudim I.A.
PhD, Kirensky Institute of Physics, KSC SB RAS, Krasnoyarsk, Russian Federation.

Kachur I.S.
PhD, B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

Piryatinskaya V.G.
PhD, B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering, NAS of Ukraine, Kharkiv, Ukraine.

Annotation. *We studied spectra of magnetic linear dichroism (MLD) of* $^5I_8 \rightarrow {}^5F_3$ *transition in the basal plane of the* $HoFe_3(BO_3)_4$ *single crystal in the light propagated along the trigonal c axis at temperature 2 K as a function of magnetic field 0 – 65 kOe directed along c axis. MLD is an even function of magnetic moments. However it was found, that dichroism between polarizations along a and b axis in the magnetic field parallel to the trigonal c axis not only exists in the easy axis state of the crystal, but it changes sign with the changing of the field sign. Thus, magnetic field H||c violates the axial symmetry of the Ho magnetic structure in the studied excited states. We proved existence of a spontaneous electric polarization in* $HoFe_3(BO_3)_4$ *at 2 K and considered magneto-electric interaction as one of the sources of violation of the axial symmetry and of other features of the local holmium magnetic properties.*

Keywords: *magnetic linear dichroism, magneto-electric interaction, f-f transitions, excited states, local magnetic properties*

При температуре 360 K тригональный кристалл $HoFe_3(BO_3)_4$ испытывает фазовый переход с понижением симметрии от $R32$ к $P3_121$. В низкосимметричной фазе ионы Ho^{3+} занимают позиции с симметрией C_2. При температуре 38-39 K кристалл становится антиферромагнетиком типа «лёгкая плоскость». При понижении температуры до T_{SR} = 4.7 K происходит спонтанный фазовый переход в лёгкоосное состояние. При этом моменты железа направлены вдоль тригональной оси *c*, а моменты гольмия образуют осесимметричную спиральную структуру с направлением среднего момента трёх соседних ионов спирали также вдоль оси *c* [1]. При $T < T_{SR}$ приложение магнитного поля H_{SR} вдоль любой из кристаллографических осей приводит к реориентационному переходу в лёгкоплоскостное состояние. В частности, при 2 K H_{SR} =5.7 кЭ в поле $H||c$.

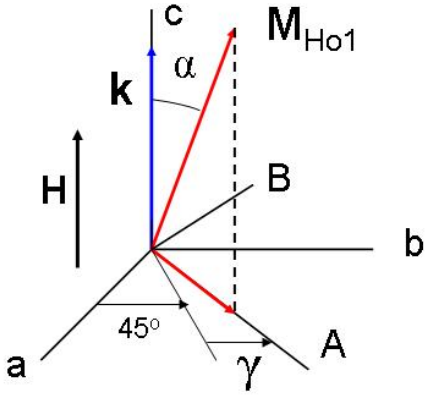


Рис. 1. Схема эксперимента. a параллельно оси C_2, $b \perp a$.

Оптические спектры поглощения $HoFe_3(BO_3)_4$ исследовались нами в ряде работ (например, [2]). В настоящей работе представлено исследование магнитного линейного дихроизма (МЛД). Линейно поляризованный свет распространялся вдоль тригональной оси *c* кристалла; в этом же направлении прикладывалось и внешнее магнитное поле (рис. 1). Магнитный момент $\boldsymbol{M}_{\mathrm{Ho1}}$ возбуждённого атома определяет МЛД перехода, который может быть записан в виде: $\Delta k_M = k_A - k_B \sim M_{Ho1}^2 \sin^2\alpha$. Здесь k_A и k_B – коэффициенты поглощения нормальных волн, поляризованных вдоль (A) и перпендикулярно (B) проекции $\boldsymbol{M}_{\mathrm{Ho1}}$ на *ab*-плоскость, соответственно. Мы измеряли коэффициенты поглощения волн, поляризованных вдоль *a*- и *b*-осей и соответствующий дихроизм $\Delta k_H = k_a - k_b$. Можно показать, что при малом МЛД:

$$\Delta k_H = -\Delta k_M \sin 2\gamma \sim M_{Ho1}^2 \sin^2\alpha \sin 2\gamma \qquad (1)$$

Величины Δk_H были измерены при T=2 K в области перехода $^5I_8 \rightarrow {}^5F_3$ в функции магнитного поля 0 – 65 кЭ (рис. 2). Состояние $^5F_3$ расщепляется в кристаллическом поле симметрии C_2 следующим образом: A_2(F1)+(A_2+A_1+A_2)(F2)+(A_1+A_1+A_2)(F3). Переход в состояние F1 очень

слаб. Основываясь на соотношении (1), можно показать, что для осесимметричной спиральной структуры Δk_H=0. Существование МЛД в поле $\boldsymbol{H}||c$ ниже H_{SR} означает, что магнитные моменты гольмия в спирали не эквивалентны относительно тригональной оси, и средний магнитный момент $\boldsymbol{M}_{Ho}$ трёх соседних ионов спирали не параллелен оси c.

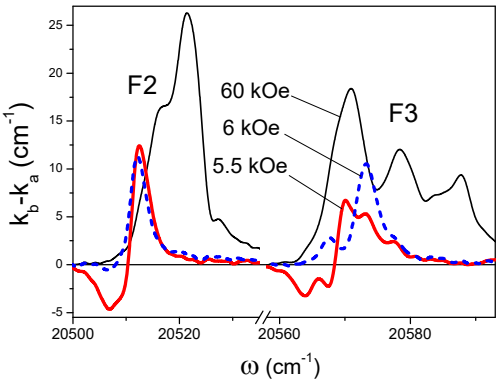


Рис. 2. Спектры МЛД полос F2 и F3 в поле H||c ниже (5.5 кЭ) и выше (6 и 60 кЭ) H_{SR}

Сразу после перехода в лёгкоплоскостное состояние ($H>H_{SR}$) направления магнитных моментов железа близки к базисной плоскости [3]. Если бы ориентация среднего момента гольмия $\boldsymbol{M}_{Ho}$ в возбуждённом состоянии следовала за ориентацией момента железа $\boldsymbol{M}_{Fe}$, то МЛД сильно увеличился бы скачком после реориентационного перехода в соответствии с (1) и уменьшался бы при дальнейшем увеличении поля. Однако наблюдаются противоположные явления (рис. 2). Такое поведение МЛД возможно, если в рассматриваемом возбуждённом состоянии $\boldsymbol{M}_{Ho}$ почти не изменяет ориентацию при реориентационном переходе кристалла, и $\boldsymbol{M}_{Ho}$ и $\boldsymbol{M}_{Fe}$ приблизительно взаимно перпендикулярны при $H>H_{SR}$.

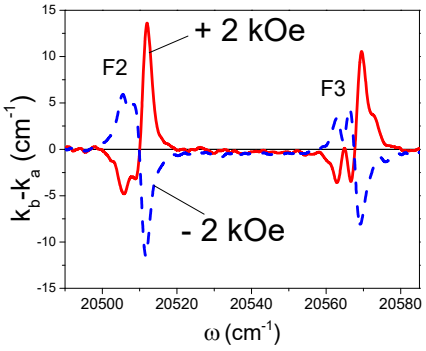


Рис. 3. Спектры МЛД в противоположных магнитных полях

На рис. 3 представлены спектры МЛД в магнитных полях противоположного знака, направленных вдоль c-оси. Спектры практически идентичны, но имеют разные знаки. Такая же ситуация сохраняется до 65 кЭ. Симметрия спектра относительно H=0 означает, в частности, что в строго нулевом поле МЛД действительно равен нулю. МЛД – чётная функция магнитных моментов (1). Поэтому можно было предположить, что МЛД будет чётной функцией также и магнитного поля. Однако это не так, и мы имеем дело с особым поведением спиральной структуры в магнитном поле. Прежде всего, ненулевой МЛД в поле $H||c$ ниже H_{SR} означает, что средний момент $\boldsymbol{M}_{Ho}$ не параллелен оси c в соответствии с (1). Изменение знака МЛД при изменении знака поля означает, что $\boldsymbol{M}_{Ho}$ не изменяет знак, а вращается (угол γ в (1) изменяет знак), иначе МЛД был бы неизменен, так как МЛД – чётная функция магнитных моментов. Зеемановская энергия конкурирует с магнитно кристаллической анизотропией, приводя к реориентации спиральной магнитной структуры с изменением магнитного поля [4].

Далее мы обнаружили, что поворот образца на 180° вокруг *a*-оси изменяет знак МЛД, когда $H \| c$ (рис. 4). Это возможно, если при 2 K существует спонтанная независимая от магнитного поля электрическая поляризация. При таком повороте изменяется также абсолютная величина МЛД. Это означает, что электрическая поляризация не параллельна ни одной из осей *a*, *b* и *c*. Поскольку существует электрическая поляризация, возможна оптическая магнитоэлектрическая анизотропия направления, которая предположительно проявляется при распространении света вдоль вектора $\boldsymbol{P}\times\boldsymbol{M}$, где $\boldsymbol{P}$ – электрическая поляризация, а $\boldsymbol{M}$ – намагниченность. В нашем случае существует небольшая компонента $\boldsymbol{M}_{Ho}$, перпендикулярная распространению света, что необходимо для эффекта. В поле $H \| a,b$ компонента $\boldsymbol{M}\perp\boldsymbol{k}$ велика, но зависимость МЛД от знака поля не наблюдалась. Следовательно, мы имеем дело с влиянием магнитоэлектрического взаимодействия на магнитную структуру, которая, в свою очередь, влияет на МЛД.

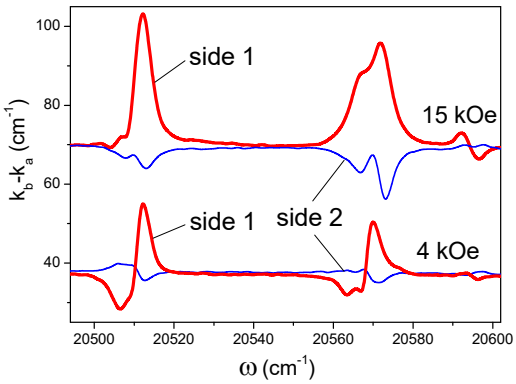


Рис. 4. Спектры МЛД при падении света с разных сторон образца

Магнитоэлектрическое взаимодействие характеризуется вкладом в свободную энергию: $E \sim \boldsymbol{P}\cdot(\boldsymbol{M}\times\boldsymbol{L})$, где L – параметр антиферромагнитного порядка. Соответственно, оно требует одновременного нарушения инвариантности относительно пространственной и временной инверсии. В частности, необходимо существование намагниченности $\boldsymbol{M}$. Аксиально симметричная антиферромагнитная структура гольмия не нарушается в строго нулевом магнитном поле, как было показано выше. Внешнее магнитное поле создаёт намагниченность и, следовательно, включает магнитоэлектрическое взаимодействие, которое влияет на магнитную структуру. Таким образом, локальное магнитное поведение иона гольмия определяется обменным взаимодействием Ho-Fe, локальной магнитной анизотропией и магнитоэлектрическим взаимодействием. Всё это существенно связано с возбуждённым состоянием гольмия.

А.В. Малаховский благодарит за финансовую поддержку РФФИ грант № 19-02-00034, а также Российский фонд фундаментальных исследований, Правительство Красноярского края и Красноярский краевой фонд науки в рамках научного проекта: № 19-42-240003 «Влияние локального окружения на магнитооптические свойства *f-f* переходов в редкоземельных алюмоборатах и ферроборатах»

Список использованных источников:

[1] Ritter C., Vorotynov A., Pankrats A., Petrakovskii G., Temerov V., Gudim I., Szymczak R. Magnetic structure in iron borates $RFe_3(BO_3)_4$ (R = Y, Ho): a neutron diffraction and magnetization study // J. Phys.: Condens. Matter. – 2008. – V. 20. – P. 365209-1–365209-9.

[2] Malakhovskii A.V., Gnatchenko S.L., Kachur I.S., Piryatinskaya V.G., Gudim I.A. Transformation of the $HoFe_3(BO_3)_4$ absorption spectra at reorientation magnetic transitions and local properties in the excited $^5F_5$ states of the Ho^{3+} ion // Phys. Rev. B. – 2017. – V. 96. – P. 224430 (1 – 10).

[3] Демидов А.А., Волков Д.В. Магнитные свойства $HoFe_3(BO_3)_4$ // Физика твердого тела. – 2011. – Т. 53, № 5. – С. 926-935 [Physics of the Solid State. – 2011. – V. 53, № 5. – P. 985-996].

[4] Milde P. et al. Field-induced reorientation of helimagnetic order in Cu_2OSeO_3 probed by magnetic force microscopy // Phys. Rev. B. – 2020. – V. 102. – P. 024426 (1 – 11).

УДК 538.7

МАСШТАБИРУЕМЫЕ МАГНИТНЫЕ СОСТОЯНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ

Минибаева А.Р.

Студент, Башкирский государственный университет, г. Уфа, Россия

Гареева З.В.

д.ф.–м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт физики молекул и кристаллов УФИЦ РАН, Уфа, Россия

Аннотация. *Изучена трансформация однородных магнитных состояний, индуцированная взаимодействием Дзялошинского - Мория в магнитных наноструктурах. Исследованы фазовые переходы (однородное магнитное состояние - вихрь - скирмион / мерон - доменная структура) в магнитном наноэлементе с магнитной анизотропией типа «легкая ось», «легкая плоскость» (K> / <0). Обнаружены различия трансформации однодоменных магнитных состояний типа «легкая ось» и «легкая плоскость» при изменении величины и знака константы Дзялошинского.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, вихрь, скирмион, микромагнетизм.*

SCALABLE MAGNETIC STATES IN NANOSTRUCTUTERS

Minibaeva A.R.

Student, Bashkir State University, Ufa, Russia

Gareeva Z.V.

Leading Researcher, Institute of Molecule and Crystal Physics UFRC RAS, Ufa, Russia

Annotation. Transformations of uniform magnetic states induced by the Dzyaloshinskii – Moriya interaction in magnetic nanostructures are studied. A series of phase transitions (homogeneous magnetic state – vortex – skyrmion/meron – multidomains – domain structure) occurring in the magnetic nanoelement with uniaxial magnetic anisotropy (K>/<0) are revealed. Distinctive features of the transformations of the “out – of - plane” and “in-plane” single-domain magnetic states depending on the magnitude and the sign of Dzyaloshinskii constant are found.

Keywords: *magnetoelectric effect, vortex, skyrmion, micromagnetism.*

Topological magnetic states (magnetic vortices, bubbles, skyrmions, merons) are stabilized due to an interplay between exchange, magnetostatic and relativistic anisotropic interactions. An important role belongs to Dzyaloshiskii – Moriya interaction (DMI), which is allowed in the systems whose symmetry group lacks of space inversion operation.

Quite recently the interfacial DMI has been revealed in films and systems on the base of magnetic insulators [1, 2] including rare earth iron garnets. In this regard, understanding of the DMI origin there and its influence on magnetic texture properties is crucial. As shown in Refs. [3, 4], a

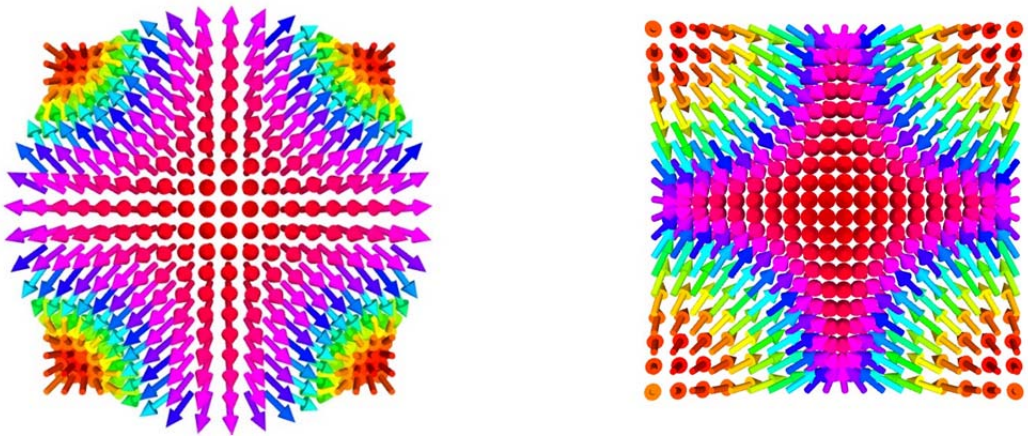
strong correlation between DMI and magnetoelectric interaction can occur in multiferroics, where the electric field acts on the magnetic subsystem through DM - like interactions.

In this work, we explore the effect of DMI on magnetic textures in samples of restricted geometry. We consider typical homogeneous magnetic states of the “easy axis” (EA) and “easy plane” (EP) type and analyze their transformations induced by the DMI. Magnetic response depends on the initial magnetic configuration and has essential differences for the EA and EP states. We show that electric polarization can emerge in the nanoelements due to magnetic inhomogeneities and discuss the possibility of manipulating the magnetization using an electric field.

The magnetic structures emerging due to a change in the DMI constant are calculated within the framework of micromagnetic simulation using the Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF) public code [5] with the additional module for DMI [6]. Nanocell is taken of the dimensions $a \times a \times t$ nm^3, where $a \in [50;200]\,nm$, $t \in [12;30]\,nm$, mesh size is 5x5x3 nm^3. Material parameters are in agreement with those of rare earth iron garnets: exchange constant A = $2.9 \cdot 10^{-12}$ J/m, magnetic anisotropy constant K= $1 \cdot 10^3$ J/m^3. DMI strength is varied in the range -0.5 mJ/m^2 <D <0.5 mJ/m^2, which is consistent with the results of experimental measurements of DMI constant in TmIG films [1, 2] and experimental data of electric field induced phenomena in iron garnet films [4].

Calculations show that in the case of out – of – plane magnetic anisotropy (K>0), the change in the sign of DMI affects only the direction of magnetization rotation, while the polarity of the curling structure remains unchanged. For D<0, the direction of the magnetization rotation is clockwise, for D>0 - counterclockwise (Fig. 1a, b).

The retention of the sign of the vortex polarity during the DMI - induced transformation of the “easy axis” state indicates that the sign of the electric polarization does not depend on the DMI constant sign. So, in this case the polarity of magnetic vortices which can be nucleated by electric filed does not depend on the direction of electric field.



a *b*

Fig.1. Ground state spin configuration in the square nanoelement $a \times a \times t$ in the projection on the film plane (XOY) (a=200 nm, t=30 nm), K_u>0, effects of chirality, a) D= -0.2 mJ/m^2, b) D= +0.2 mJ/m^2.

In the case of “in – plane” magnetic anisotropy (K<0), DMI affects both chirality and polarity of the coupled vortices as shown in Fig.2.

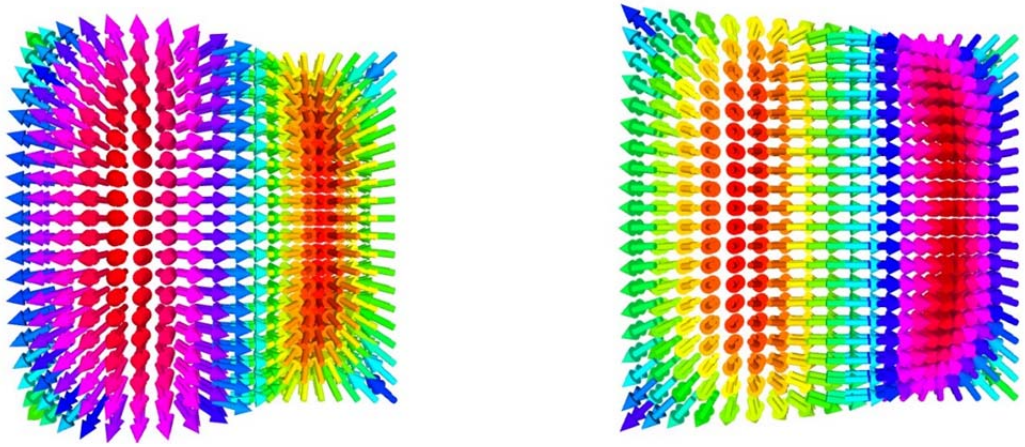


Fig.2. Ground state spin configuration in the square nanoelement $a \times a \times t$ (a=200 nm, t=30 nm), $K_u<0$, a) D= -0.2 mJ/m^2, b) D= +0.2 mJ/m^2, color scale is the same as in Fig.1 e.

Interpreting this result from the point of view of magnetoelectric effect, one can conclude that electric polarization accompanying coupled - vortices depends on the sign of the DMI constant, and, as a consequence, on the electric field direction. So the change in the voltage polarity, inducing electric field in magnetoelectric insulators, such as iron garnets, should induce the reversal of polarization and, as a consequence, rearrangement of magnetic ordering

To conclude, the effect of the DMI on magnetic states in nanodot has been explored and transformations of the “easy axis (EA)” and the “easy plane (EP)” uniform configurations have been analyzed. It has been shown that DMI in both cases favors nucleation of vortex – like magnetic structures. The situation with localized magnetic states of the EA and EP type can be realized, for example, in magnetic bubbles with in – plane and out – of plane magnetization observed in iron garnet films. We believe that our findings are of importance and can be helpful for interpretation of DMI related effects found in ferromagnets and multiferroics.

Список использованных источников:

1. Avci C. O. et al. Interface-driven chiral magnetism and current-driven domain walls in insulating magnetic garnets //Nature nanotechnology. – 2019. – Т. 14. – №. 6. – С. 561-566.
2. Ding S. et al. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction and chiral magnetic textures in a ferrimagnetic insulator //Physical Review B. – 2019. – Т. 100. – №. 10. – С. 100406.
3. Zvezdin A. K., Pyatakov A. P. On the problem of coexistence of the weak ferromagnetism and the spin flexoelectricity in multiferroic bismuth ferrite //EPL (Europhysics Letters). – 2012. – Т. 99. – №. 5. – С. 57003.
4. Звездин А. К., Пятаков А. П. Неоднородное магнитоэлектрическое взаимодействие в мультиферроиках и вызванные им новые физические эффекты //Успехи физических наук. – 2009. – Т. 179. – №. 8. – С. 897-904.
5. Donahue M. J., Donahue M. J. OOMMF user's guide, version 1.0. – US Department of Commerce, National Institute of Standards and Technology, 1999. – С. 6376.
6. Rohart S., Thiaville A. Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction //Physical Review B. – 2013. – Т. 88. – №. 18. – С. 184422.

УДК 537.63; 537.634.2; 621.318.122

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИБКОЙ СТРУКТУРЕ ПВДФ-МВК

Мусатов В.И.
Магистрант, стажер-исследователь
Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»
Савельев Д.В.
Аспирант, инженер,
Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»
Фетисов Л.Ю.
Доцент, д. ф-м. н.
Физико-технологический институт, МИРЭА - Российский технологический университет
НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства»

Аннотация. *В работе исследован линейный и нелинейный магнитоэлектрический эффект в гибкой слоистой композитной структуре ПВДФ-магнитострикционный волоконный композит. Максимальное значение магнитоэлектрического коэффициента структуры составило 81 мВ/(Э·см). Обнаружен эффект нелинейного удвоения частоты.*
Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, магнитострикционный волоконный композит, пьезоэффект, магнитострикция, гибкая структура*

MAGNETOELECTRIC EFFECT IN FLEXIBLE COMPOSITE PVDF-MFC

Musatov V.I.
Master student, intern- researcher
Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university.
Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»
Saveliev D.V.
Postgraduate student, engineer
Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university.
Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»
Fetisov L.Y.
Dr. Sc., assistant professor
Institute of Physics and Technology, MIREA - Russian technological university
Research and Educational Center «Magnetoelectric materials and devices»

Annotation. *The article presents the linear and nonlinear magnetoelectric effect in a flexible layered composite structure PVDF-magnetostrictive fiber composite. The maximum value of the magnetoelectric coefficient of the structure was 81 mV/(Oe·cm). The effect of nonlinear frequency*

doubling is discovered.

Keywords: *magnetoelectric effect, magnetostrictive fiber composite, piezoeffect, magnetostriction, flexible composite*

Магнитоэлектрический (МЭ) эффект в гибких структурах типа ферромагнтик (ФМ) - пьезоэлектрик (ПЭ) перспективен ввиду его потенциального применения в таких областях как гибкая электроника, энергосбережение или медицина. К настоящему моменту основными магнитными материалами, применяемыми в таких гибких структурах, являются ленты аморфного магнитного сплава фирмы Metglas [1], тонкие пленки металлов (Fe, Ni, Co) и сплавы на их основе (FeNi, FeCo, FeGa) [2, 3]. В качестве пьезоэлектрических материалов используют различные полимеры (ПВДФ или ПДМС), пьезоэлектрические композиты на основе ЦТС и нитрид алюминия [3, 4]. В качестве гибкого ПЭ слоя иногда используют пьезоволоконные композиты (ПВК), представляющими собой стержни, помещенные в полимерную матрицу [5]. Например, в работах [6, 7], посвященных исследованию МЭ эффекта в структурах с ПВК, продемонстрированы высокие значения МЭ коэффициентов 4.5 и 52 В/(Э·см), соответственно. Поскольку структуры, содержащие ПВК, продемонстрировали высокий результат, то по аналогии с ПВК было предложено использовать магнитострикционный волоконный композит (МВК). МВК представляет собой проволоки/микропровода, помещенные в полимерную матрицу, обладающими наибольшими величинами пьезомагнитного коэффициента q, определяемого как первая производная магнитострикции по магнитному полю ($q = \partial\lambda/\partial H$) [3]. Подобные структуры обладают сильной анизотропией и позволят создать гибкие и биосовместимые структуры на их основе.

Объектом исследования в настоящей работе является гибкая двухслойная композитная структура ПВДФ-МВК. ФМ слой представляет собой композитную структуру, состоящую из проволок никеля марки НП-2 диаметром 200 мкм, находящихся в полимерной матрице. Никелевые проволоки расположены вплотную, параллельно друг к другу. В качестве ПЭ слоя был использован коммерчески доступный сенсорный элемент на основе пьезополимера ПВДФ с промышленно изготовленными электродами фирмы MEAS [8]. ПЭ и ФМ слои структуры имели размеры 25×13×0.1 мм и 20×10×0.1 мм, соответственно. Внешний вид исследованной структуры продемонстрирован на рис. 1.

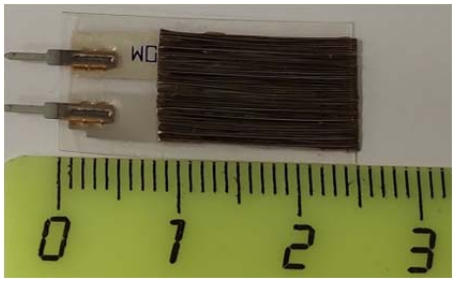
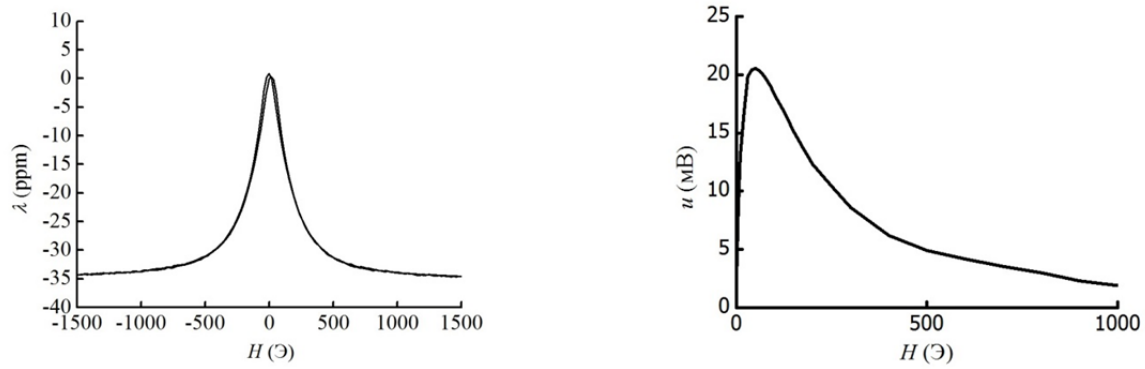


Рис. 1. Фотография структуры

Зависимости магнитострикции МВК от постоянного магнитного поля были получены тензометрическим методом на установке, разработанной в НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» в РТУ МИРЭА [9]. Линейный и нелинейный МЭ эффект в композитной структуре ПВДФ-МВК был исследован методом низкочастотной модуляции магнитного поля в диапазоне магнитных полей $H = \pm 1$ кЭ. Амплитуда переменного магнитного поля достигала $h = 25$ Э [10].

На рис. 2 показаны полевые зависимости магнитострикции МВК и МЭ напряжения исследуемой слоистой структуры при ориентации поля вдоль проволок.



а) б)

Рис. 2. Полевая зависимость а) магнитострикции МВК и б) МЭ напряжения ПВДФ-МВК.

Из рис. 2а видно, что магнитострикция насыщения МВК составляет $-34 \cdot 10^{-6}$, что сопоставимо с измеренным значением для пластины поликристаллического никеля сравнимой толщины ($-35 \cdot 10^{-6}$). Насыщение происходит в магнитном поле $H_s \approx 500$ Э, что больше, чем у пластины никеля (~400 Э) [11]. На рис. 2б приведена зависимость МЭ напряжения, генерируемого структурой, измеренная на частоте резонанса изгибных колебаний ($f = 1.7$ кГц), от магнитного поля H. Амплитуда переменного возбуждающего поля составляла 25 Э. Видно линейное увеличение напряжения на начальном участке до максимального значения 20.55 мВ в поле 50 Э, а затем с дальнейшим ростом приложенного поля наблюдается медленный спад. Поле, в котором достигается максимальное значение МЭ напряжения, соответствует максимальному по величине значению пьезомагнитного коэффициента МВК, определяемого как $q = \partial\lambda/\partial H$ [3]. МЭ коэффициент для исследуемой слоистой структуры на частоте резонанса составляет ~81 мВ/(Э·см). Также наблюдался нелинейный эффект удвоения частоты, заключающийся в резонансном увеличении МЭ напряжения на частоте вдвое меньшей, чем частота изгибных колебаний. Обратный МЭ эффект в исследуемой структуре обнаружен не был.

Таким образом, в работе была изготовлена гибкая композитная структура ПВДФ-МВК на основе никелевых проволок диаметром 200 мкм. Исследованы ее магнитострикционные и магнитоэлектрические характеристики. Обнаружен как линейный, таки нелинейный МЭ эффект.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты №18-502-12037 и 20-32-90190.

Список использованных источников:

1. Интернет-сайт компании «Metglas» URL: https://metglas.com (дата обращения: 21.03.2021 10:21).
2. Белов К.П. Магнитострикционные явления. Материалы с гигантской магнитострикцией // Соросовский образовательный журнал. – 1998. – № 3. – с. 112–117.
3. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // Journal of applied physics – 2008. – v. 103. – P. 031101.
4. Hayes P. et al. Electrically modulated magnetoelectric AlN/FeCoSiB film composites for DC magnetic field sensing // Journal of Physics D Applied Physics. – 2018. – V. 51, №. 35.
5. Интернет-сайт компании «Smart Material» URL: https://www.smartmaterial.com/MFC-product-main.html (дата обращения: 24.03.2021 9:41).
6. Shi Z., Nan C., Zhang J., Ma J., Li J. Magnetoelectric properties of multiferroic composites

with pseudo-1-3-type structure// Journal of Applied Physics – 2006. – v. 99. – P. 11224–11229.
7. Wang Y., Gray D., Berry D., Gao J., Li M., Li J. Viehland D. An Extremely Low Equivalent Magnetic Noise Magnetoelectric Sensor // Advanced Materials. – 2011. – V. 23. – P. 4111–4114.
8. Интернет-сайт компании «Measurement Specialties» URL: https://www.te.com/usa-en/products/brands/meas.html (дата обращения: 26.03.2021 9:41)
9. Chashin D.V., Burdin D.A., Fetisov L.Y., Economov N.A., Fetisov Y.K Precise Measurements of Magnetostriction of Ferromagnetic Plates // Journal of Siberian Federal University. Mathematics & Physics –2018. – V. 11– № 1. P. 30-34.
10. Vopson M.M., Fetisov Y.K., Caruntu G., Srinivasan G. Measurement techniques on the magnetoelectric coupling in multiferroics // Materials. - 2017. - v. 10. - P. 963.
11. Burdin D.A., Chashin D. V., Ekonomov N. A., Fetisov L. Y., Fetisov Y. K., Srinivasan G. Sreenivasulu G. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2014. – V. 358 – 59. – P. 98-104.

УДК 537.633.9

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАГНИТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКУЮ ПОЛЯРИЗАЦИЮ МУЛЬТИФЕРРОИКА $SmFe_3(BO_3)_4$

Мухин А.А.

к.ф.-м.н., в.н.с., и.о. зав. лабораторией, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Иванов В.Ю.

к.ф.-м.н., в.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Кузьменко А.М.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Тихановский А.Ю.

м.н.с., аспирант, Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН

Гудим И.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., Институт физики имени Л.В. Киренского Сибирского отделения РАН

Аннотация. *Установлено, что в мультиферроике $SmFe_3(BO_3)_4$ электрическое поле оказывает сильное влияние как на намагниченность и восприимчивость, так и на электрическую поляризацию, что обусловлено вращением спинов железа (векторов антиферромагнетизма) в базисной плоскости. Показано, что приложение электрического поля положительного знака вдоль оси a способствует переориентацию спинов железа в сторону оси b, что ведет к увеличению спонтанной электрической поляризации $P_a(0)$ и магнитной восприимчивости вдоль оси a (χ_a) и уменьшению χ_b. Электрическое поле отрицательного знака разворачивает спины железа в сторону оси a, что приводит к уменьшению $P_a(0)$ и χ_a и увеличению χ_b. Разработана модель, описывающая влияние электрического поля на магнитные характеристики и электрическую поляризацию $SmFe_3(BO_3)_4$, что позволило самосогласовано количественно описать зависимости магнитных характеристик и электрической поляризации от электрического и магнитного полей.*

Ключевые слова: *обратный магнитоэлектрический эффект, редкоземельные ферробораты*

EFFECT OF ELECTRIC FIELD ON THE MAGNETIC CHARACTERISTICS AND ELECTRIC POLARIZATION OF THE $SmFe_3(BO_3)_4$ MULTIFERROIC

Mukhin A.A.

Dr.Ph., Leading Researcher, head of lab., Prokhorov General Physics Institute, RAS

Ivanov V.YU.

Dr.Ph., Leading Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

Kuzmenko A.M.

Dr.Ph., Senior Researcher, Prokhorov General Physics Institute, RAS

Tikhanovsky A.YU.

Junior Researcher, PhD. St., Prokhorov General Physics Institute, RAS

Gudim I.A.

Dr.Ph., Senior Researcher, Kirenskii Institute of Physics, Siberian Division of RAS

Annotation. *It is found that in the multiferroic $SmFe_3(BO_3)_4$, the electric field has a strong effect on both the magnetization and susceptibility, as well as on the electric polarization, which is caused by the rotation of iron spins (antiferromagnetic vector) in the basis plane. It is shown that the application of a positive-sign electric field along the a-axis results in the reorientation of iron spins towards the b-axis, which leads an increase in spontaneous electric polarization Pa (0) and magnetic susceptibility along the a-axis (χ_a) and a decrease in χ_b. The electric field of the negative sign turns the iron spins towards the a-axis, which leads to a decrease in Pa(0) and χa and an increase in χb. A model describing the effect of the electric field on the magnetic characteristics and electric polarization of $SmFe_3(BO_3)_4$ was developed, which allowed us to describe self-consistently the dependences of the magnetic characteristics and electric polarization on the electric and magnetic fields.*

Keywords: *reverse magnetoelectric effect, rare earth iron borates*

Перспективным направлением для решения задачи управления магнитными и (ди)электрическими свойствами материалов является использование мультиферроиков - материалов, проявляющих сильные магнитоэлектрические эффекты. И если в изучении прямых магнитоэлектрических эффектов, т.е. влияния магнитного поля на электрическую поляризацию, достигнуты вполне определенные результаты, в том числе и при близких к комнатным температурах, то успехи в изучении обратного магнитоэлектрического эффекта - влияния электрического поля на магнитные характеристики (намагниченность, восприимчивость) гораздо более скромные.

В данной работе исследовалось влияния электрического поля, приложенного вдоль оси *a*, на намагниченность, ac восприимчивость и электрическую поляризацию кристалла $SmFe_3(BO_3)_4$, являющегося типичным представителем нового класса мультиферроиков - редкоземельных ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$, в котором уже в относительно слабых магнитных полях ~ нескольких кЭ достигается электрическая поляризация ~ 400 мкКл/м^2 [1]. Ранее в этом соединении нами был обнаружен гигантский магнитодиэлектрический эффект: большой вклад в диэлектрическую проницаемость при легкоплоскостном антиферромагнитном упорядочении и его подавление магнитным полем, ориентированном в базисной плоскости [2], а также возможность воздействовать и управлять терагерцовыми резонансными спиновыми возбуждениями электрическим полем [3].

Монокристалл $SmFe_3(BO_3)_4$ выращивался методом из раствора в расплаве. Прямые измерения намагниченности и магнитной восприимчивости на переменном токе (ac восприимчивость), а также электрической поляризации при приложенных электрических напряжениях проводились на установке СКВИД-магнитометр QUANTUM DESIGN в полях до 5 Т в температурном интервале 1.9-40 К.

На рис. 1 приведены зависимости от электрического поля $E \parallel a$ начальной (ac) восприимчивости охлажденного в $E = 0$ и $H = 0$ до $T = 1.9$ К образца в переменном магнитном поле вдоль a и b осей кристалла. Вставки иллюстрируют схематически распределение векторов антиферромагнетизма в *ab* – плоскости, которое изначально (при $E = 0$) оказалось неравномерным.

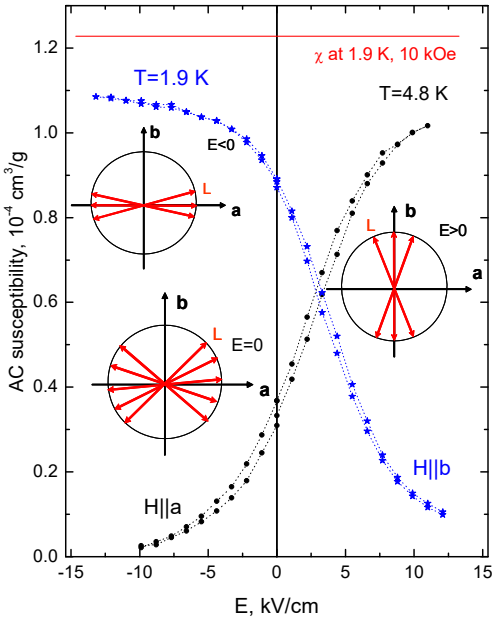
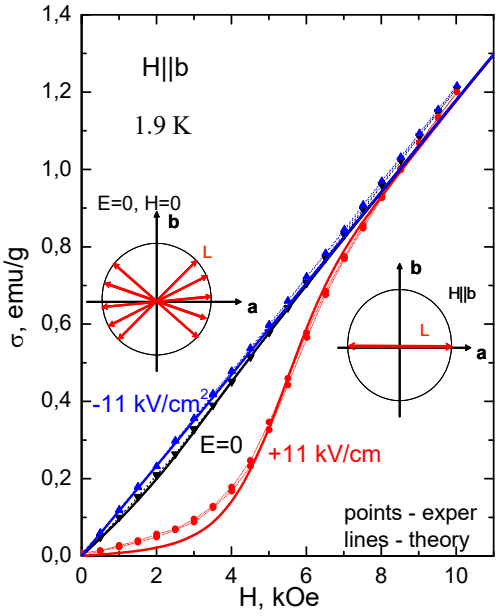


Рис. 1. Зависимости начальной (ac) восприимчивости вдоль осей a (черные символы) и b (синие символы) от электрического поля E||a.Точки - экспериментальные данные, линии – расчет. Вставки схематично иллюстрируют распределение векторов антиферромагнетизма в базисной плоскости при E=0 и их перераспределение при E>0 и E<0.

На рис. 2 изображены кривые намагничивания вдоль *b*-оси для *E*=0 и ± 11 кВ/см при *T*=1.9 К. Видно существенное изменение хода кривых намагничивания, особенно при E > 0. Соответствующие изменения dc восприимчивости показаны на рис. 3.



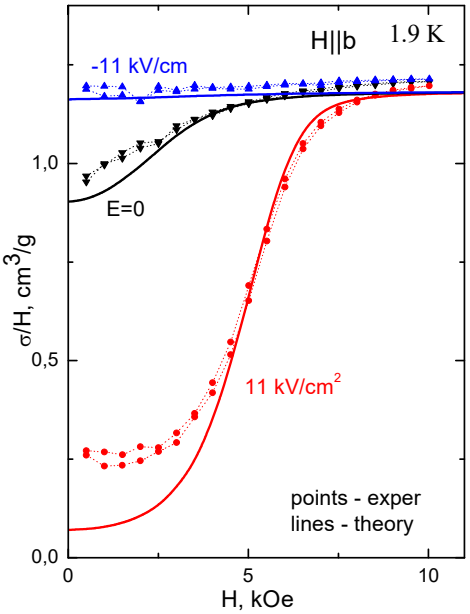


*Рис. 2. Кривые намагничивания вдоль b-оси для E=0 и ± 11 кВ/см при T=1.9 К. Левая вставка показывает начальное распределение векторов антиферромагнетизмв в E = 0 и H = 0; правая иллюстрирует, что при H ≥10 кЭ вектор **L** ориентируется перпендикулярно магнитному полю.*

Рис. 3. Зависимость dc восприимчивости σ/H от магнитного поля при 1.9 К, H || b. Точки – эксперимент, линии – расчет.

Приведенные на рис. 4 зависимости $P_a(H_a)$ в полях до 20 кЭ при T=4.2 К демонстрируют, что в случае $H||a$ положительное напряжение увеличивает значение P_a(4K,0,E), а отрицательное – приводит P_a(4K,0,E) к отрицательному знаку. При этом в поле более 10 кЭ все кривые выходят на насыщение ~ +400 мкКл/м^2, соответствующее ориентации спинов вдоль оси b. Аналогичное воздействие электрическое поле оказывает на зависимости $P_a(H_b)$, но при этом кривые выходят на насыщение ~ -400 мкКл/м^2, что соответствует ориентации спинов вдоль оси a.

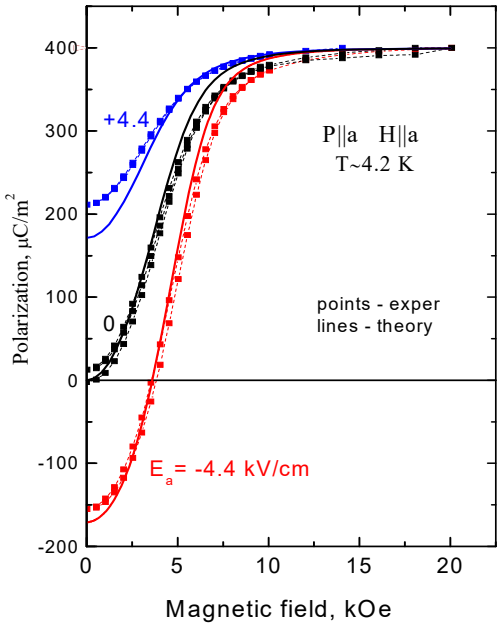


Рис. 4. Зависимость поляризации вдоль оси a от магнитного поля H || a при 4.2 К. Точки – эксперимент, линии – расчет. Различные значения спонтанной поляризации при H=0 соответствуют различным распределениям спинов Fe^{3+} плоскости в базисной в зависимости от предыстории системы в электрическом и магнитном полях.

Наблюдаемые экспериментальные результаты могут быть объяснены с помощью теоретической модели, учитывающей в балансе распределения антиферромагнитного момента ионов Fe^{3+} легкой плоскости магнитоэлектрического вклада в анизотропию в дополнение к гексагональной кристаллографической анизотропии, магнитоупругому вкладу за счет случайных напряжений и зеемановскому взаимодействию, ориентирующему спины железа перпендикулярно полю. Высокая чувствительность к электрическому напряжению обусловлена сильным влиянием магнитного и электрического полей на ориентацию спинов в легкой плоскости при наличии сильной связи спонтанной поляризацией и спинов Fe^{3+}.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10531).

Список использованных источников:

1. Кадомцева А.М., Попов Ю.Ф., Воробьев Г.П., Пятаков А.П., Кротов С.С., Камилов К.И., Иванов В.Ю., Мухин А.А., Звездин А.К., Кузьменко А.М., Безматерных Л.Н., Гудим И.А., Темеров В.Л. Магнитоэлектрические и магнитоупругие свойства редкоземельных ферроборатов. // ФНТ. – 2010. – Т. 36. - вып.6. - С. 640-653

2. Мухин А.А., Воробьев Г.П., Иванов В.Ю., Кадомцева А.М., Нарижная А.С., Кузьменко А.М., Попов Ю.Ф., Безматерных Л.Н., Гудим И.А. Гигантский магнитодиэлектрический эффект в мультиферроике $SmFe_3(BO_3)_4$. // Письма в ЖЭТФ. - 2011. – Т. 93. - вып.5. - С. 305-311.

3. Kuzmenko A.M., Szaller D., Kain Th., Dziom V., Weymann L., Shuvaev A., Pimenov Anna, Mukhin A.A., Ivanov V.Yu., Gudim I.A., Bezmaternykh L.N., and Pimenov A.. Switching of Magnons by Electric and Magnetic Fields in Multiferroic Borates. // Phys. Rev. Lett. – 2018. – V. 120. – P. 027203.

УДК 537.6

Магнитоэлектрический эффект в туннельных магниторезистивных контактах CoFeB/MgO/CoFeB

Пашенькин И.Ю.

младший научный сотрудник
Институт физики микроструктур РАН

Сапожников М.В.

д.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник,
Институт физики микроструктур РАН

Гусев Н.С.

технолог,
Институт физики микроструктур РАН

Татарский Д.А.

к.ф.-м.н., научный сотрудник,
Институт физики микроструктур РАН
ассистент Физического факультета
Нижегородского Государственного Университета им. Н.И. Лобачевского

Фраерман А.А.

д.ф.-м.н., главный научный сотрудник, заведующий отделом,
Институт физики микроструктур РАН

Аннотация. *Исследована возможность управления резистивным состоянием туннельных магниторезистивных (TMR) контактов CoFeB/MgO/CoFeB при приложении электрического поля. Эффект обусловлен зависимостью межслоевого обменного взаимодействия от приложенного к барьеру электрического напряжения. Изготовленные структуры демонстрируют гигантский туннельный магниторезистивный эффект величиной ≈ 200%. Показано, что приложение к TMR-контакту напряжения 1.25 В приводит к сдвигу кривой намагничивания свободного слоя на 10 Э при плотности протекающего тока ~ 10^3 А/$см^2$.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, туннельное магнитосопротивление, магнитные наноструктуры, межслоевое обменное взаимодействие*

Magnetoelectric effect in CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions

Pashen'kin I. Yu.

Junior researcher
Institute for Physics of Microstructures RAS

Sapozhnikov M. V.

Dr.Sc., Leading Researcher,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Gusev N. S.

Technologist,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Tatarskiy D. A.

Ph.D. Researcher,
Institute for Physics of Microstructures RAS
Assistant of the Faculty of Physics
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

Fraerman A. A.

Dr.Sc., Principal Researcher, Head of the Department,
Institute for Physics of Microstructures RAS

Annotation. *The possibility to control the resistive state of CoFeB/MgO/CoFeB magnetic tunnel junctions (MTJ) by applying of an electric field is investigated. The effect is a sequence of the dependence of the interlayer exchange interaction on the electrical voltage applied to the barrier. The manufactured structures demonstrate an effect of giant tunnel magnetoresistance of ≈ 200%. It is shown that the applying voltage of 1.25 V to the MTJ leads to a shift in the magnetization curve of the free layer by 10 Oe at a current density of ~ 10^3 A/cm^2.*

Keywords: magnetoelectric effect, tunnel magnetoresistance, magnetic nanostructures, interlayer exchange interaction

Одной из наиболее актуальных задач спиновой наноэлектроники на сегодняшний день является поиск способов управления магнитным состоянием наносистем электрическим полем (магнитоэлектрический эффект). Хорошо работающий в макроскопических объектах метод намагничивания полями проводников с током крайне неэффективен на наномасштабах. Данная проблема особенно остро стоит в области магниторезистивных элементов памяти, логическое состояние которых определяется взаимной ориентацией намагниченности свободного (магнитомягкого) и закрепленного (магнитожесткого) слоев. Переключение состояния TMP-контакта пропусканием через систему спин-поляризованных токов гигантских плотностей [1] неизбежно связано с тепловыми потерями. Переворот намагниченности за счет зависимости магнитной анизотропии от приложенного напряжения [2] не требует пропускания больших токов, однако накладывает жесткие требования на длительность и форму импульсов. Управление межслоевым обменным взаимодействием с помощью электрического поля может позволить осуществлять детерминированное переключение при незначительных энергопотерях. Однако, систематического исследования данный эффект не получил.

В рамках данной работы была отработана технология изготовления TMP-контактов CoFeB/MgO/CoFeB, а также проведены исследования возможности управления межслоевым обменным взаимодействием за счет приложения электрического напряжения. Эта система демонстрирует эффект гигантского туннельного магнетосопротивления и является перспективной для создания элементов энергонезависимой магниторезистивной памяти с произвольным доступом (MPAM).

Многослойные наноструктуры Ta(20)/Pt(10)/Ta(20)/CoFeB(2.5)/MgO(1.5)/CoFeB(4)/IrMn(10)/Ta(5)/Pt(5) (толщины указаны в нм) для изготовления TMP-элементов формировались на подложках $Si/SiO_2(50)/Si_3N_4(100)$ методом высоковакуумного магнетронного распыления при комнатной температуре. С применением оптической литографии и ионного травления изготавливались цепочки из 50 последовательно соединенных TMP-контактов размером 1.5 × 4 μm (рис. 1). Схема электрической разводки обеспечивала доступ как к отдельным контактам, так и ко всей цепочке. Завершающим этапом изготовления является термический отжиг готовых чипов в вакууме при температуре 330° C в магнитном поле 4 kOe в течение

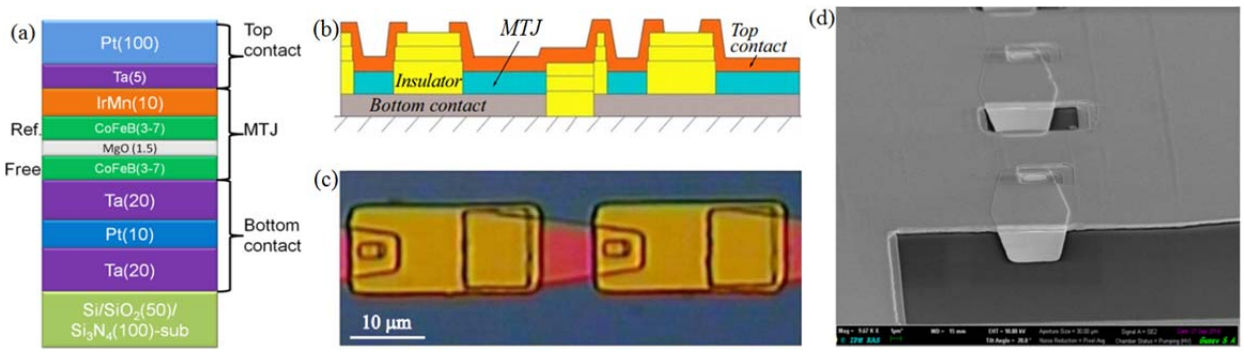


Рис. 1. Схематическое изображение TMP-структуры (a), схематическое изображение участка цепочки TMP-контактов (b), изображения участка цепочки TMP-контактов, полученные в оптическом (c) и растровом электронном микроскопе (d).

2 часов, который приводит к увеличению TMP-эффекта с 8 – 15 % (рис. 2 (a)) до 100 – 200 % (рис. 2 (b)). Данное явление связано с рекристаллизацией аморфных слоев CoFeB от интерфейса с текстурированным барьером MgO (001), который, в свою очередь, навязывает ферромагнитным слоям кристаллографическую ориентацию (001). Сам слой MgO изначально приобретает кристаллическую структуру, ориентированную в направлении [001], при напылении на слой аморфного CoFeB. Наличие кристаллической текстуры слоев MgO (001) и CoFeB (001) является обязательным условием для наблюдения гигантского TMP-эффекта в данной системе в связи с особенностями зонной структуры данных материалов [3]. Разрешение электронно-микроскопического изображения поперечного среза TMP-структур (рис. 2 (c, d)), не позволяет определить конкретную структуру и ориентацию слоев CoFeB и MgO, однако достаточно, чтобы различить поликристаллические и аморфные материалы.

Для выяснения возможности электрического управления магнитным состоянием TMP-контактов были проведены магнитотранспортные измерения при различных напряжениях, приложенных к отдельным элементам. В результате было обнаружено, что увеличение приложенного напряжения с 50 mV до 1.25 V на один элемент (что соответствует электрическому полю $\approx 10^9$ V/m) приводит к сдвигу кривой намагничивания свободного слоя по магнитному полю на величину до 10 Oe (рис. 3 (a)), что свидетельствует об изменении эффективного обменного поля и, следовательно, межслоевого обменного взаимодействия. При этом ток, протекающий через контакт, имеет плотность порядка 10^3 А/см^2(при напряжении 1.25 V на 1 контакт), что на 2 – 3 порядка ниже токов, необходимых для переключения ячейки MRAM за счет spin-transfer torque-эффекта (STT-MRAM) [1].

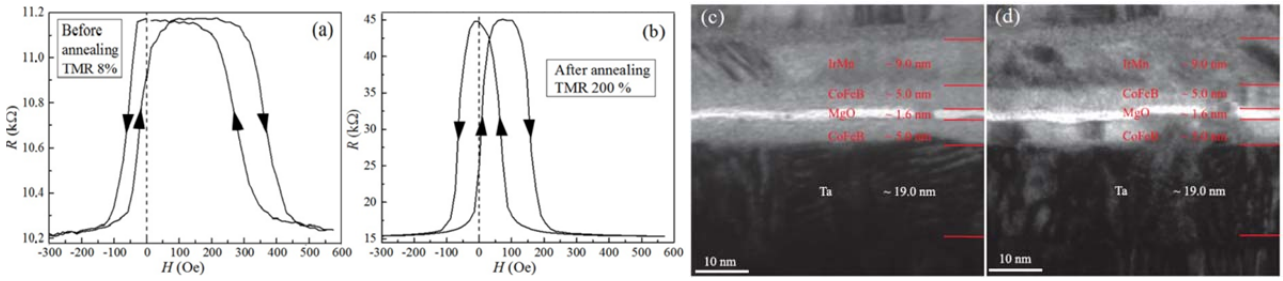


Рис. 2. Кривые магнетосопротивления цепочки TMP-контактов CoFeB/MgO/CoFeB до (a) и после (b) термического отжига; электронно-микроскопические изображения поперечного среза TMP-структуры до термического отжига (c) – виден аморфный контраст слоев CoFeB, и после термического отжига (d) – виден поликристаллический контраст тех же слоев.

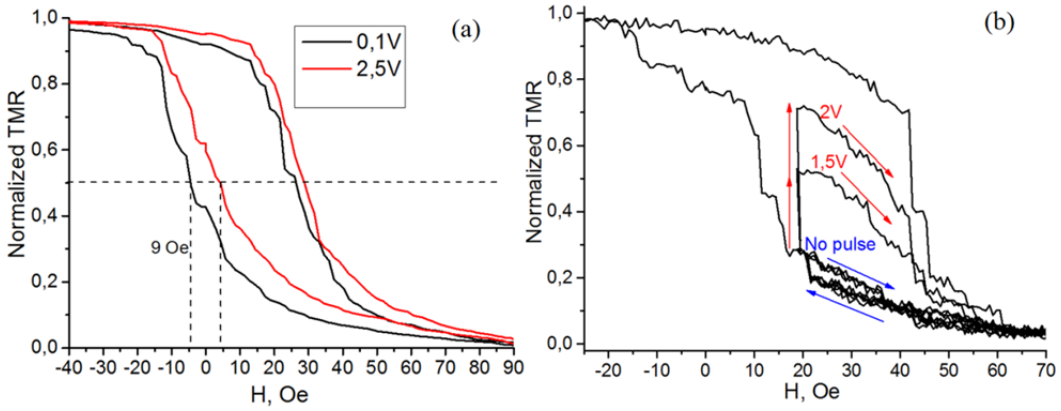


Рис. 3. (a) – кривая магнетосопротивления двух последовательно соединенных TMP-контактов при различных приложенных напряжениях; (b) – изменение сопротивления одиночного TMP-контакта в результате приложении импульса напряжения.

Также нами была произведена попытка переключения магнитного состояния TMP-контакта импульсом электрического напряжения. После получения магниторезистивной кривой при малом постоянном напряжении развертка по магнитному полю останавливалась в точке, близкой к фронту перемагничивания. После приложения импульса напряжения величиной 1.5 – 2 V и длительностью 100 ns менялось направление развертки. Как можно видеть на рис. 3 (b), после приложения импульса напряжения происходит изменение резистивного состояния TMP-контакта, при этом сопротивление изменяется на 50 % от амплитуды магнетосопротивления, что свидетельствует соответствующем изменении средней проекции намагниченности свободного слоя на направление однонаправленной анизотропии.

Для эффективного переключения состояния TMP-элемента величина полевого сдвига должна быть больше ширины склона гистерезисной кривой, которая составляет 20 – 30 Oe для разных образцов ввиду возникновения неоднородных (многовихревых и/или многодоменных) состояний, обусловленных микронными размерами контакта. Увеличение крутизны магниторезистивных кривых может быть достигнуто изготовлением субмикронных (200 – 300 nm) TMP-элементов методом электронной литографии. Магнитные частицы такого размера будут иметь два устойчивых состояния с однородным распределением намагниченности, переключение между которыми будет происходить скачком [4].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 21-12-00271)

Список использованных источников:

1. S.-C. Oh, S.-Y. Park, A. Manchon, M. Chshiev, J.-H. Han, H.-W. Lee, J.-E. Lee, K.-T. Nam, Y. Jo, Y.-C. Kong, B. Dieny, K.-J. Lee. Bias-voltage dependence of perpendicular spin-transfer torque in asymmetric MgO-based magnetic tunnel junctions / Nature Physics – 2009. – т. 5. – С. 898;

2. J. G. Alzate, P. KhaliliAmiri, G. Yu, P. Upadhyaya, J. A. Katine, J. Langer, B. Ocker, I. N. Krivorotov, K. L. Wang. Temperature dependence of the voltage-controlled perpendicular anisotropy in nanoscale MgO/CoFeB/Ta magnetic tunnel junctions / Applied Physics Letters – 2014. – т. 104. – С. 112410;

3. S. Yuasa, D. D. Djayaprawira. Giant tunnel magnetoresistance in magnetic tunnel junctions with a crystalline MgO(0 0 1) barrier / J. Phys. D: Appl. Phys. – 2007. – т. 40. – С. 337;

4. S. N. Vdovichev, B. A. Gribkov, S. A. Gusev, A. Yu. Klimov, V. L. Mironov, I. M. Nefedov, V. V. Rogov, A. A. Fraerman, I. A. Shereshevskii. Magnetoresistance and noncollinear structures of multilayer ferromagnetic nanoparticles / JETP Letters – 2011. – т. 94. – С. 386.

УДК 537.9

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ГИБРИДНЫХ СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ – МАГНИТОЭЛЕКТРИК – МЕТАЛЛ

Поддубная Н.Н.

К.ф.-м.н., доцент, Институт технической акустики; Витебск, Беларусь

Лалетин В.М.

К.ф.-м.н., доцент, Институт технической акустики; Витебск, Беларусь;

Филиппов Д.А.

Д.ф.-м.н., Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого; Великий Новгород, Россия

Артюхов А.С.

Студент, Витебский государственный педагогический университет им. П.М.Машерова, Витебск, Беларусь

Набздоров И.С

Студент, Витебский государственный педагогический университет им. П.М.Машерова, Витебск, Беларусь

Разбаев П.А.

Студент, Витебский государственный педагогический университет им. П.М.Машерова, Витебск, Беларусь

Аннотация. *В работе впервые получены гибридные структуры никель / объёмный композит / никель с магнитоэлектрическими свойствами. Представлено исследование линейного магнитоэлектрического эффекта при поперечной ориентации полученных структур ко внешним магнитных полям в сравнение с данными объемных образцов того же состава. Показано изменение характера полевой зависимости, проявляющееся в увеличение магнитоэлектрической чувствительности и смещение максимального МЭ коэффициента в область сверхслабых магнитных полей.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, магнитоэлектрический коэффициент, магнитоэлектрическая чувствительность, композиционная структура*

MAGNETOELECTRIC EFFECT IN HYBRID STRUCTURES METAL - MAGNETOELECTRIC – METAL

Poddubnaya N.N.

Dr.Sc., ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Laletin V.M.

Dr.Sc., ITA NAS of Belarus, Vitebsk, Belarus

Filippov D.A.

Dr.Sc., Yaroslav-the-Wise Novgorod State University; Veliky Novgorod, Russia

Artyukhov A.S.

Student, Vitebsk State University named after P.M. Masherov, Vitebsk, Belarus

Nabzdorov I.S.

Student, Vitebsk State University named after P.M. Masherov, Vitebsk, Belarus

Razbaev P.A.

Student, Vitebsk State University named after P.M. Masherov, Vitebsk, Belarus

Annotation. *Hybrid structures of nickel / bulk composite / nickel with magnetoelectric properties have been obtained. A study of the linear magnetoelectric effect with the transverse orientation of the obtained structures to external magnetic fields is presented in comparison with the data of bulk samples of the same composition. A change in the nature of the field dependence is shown, which manifests itself in an increase in the magnetoelectric sensitivity and a shift of the maximum ME coefficient to the region of superweak magnetic fields.*

Key words: *magnetoelectric effect, magnetoelectric coefficient, magnetoelectric sensitivity, compositional structure*

Объёмный композиционных магнитоэлектрический (МЭ) материал изготовлен из цирконат-титанат свинца марки ЦТС 23 и феррита никеля $NiFe_{1,98}Co_{0,02}O_4$ с массовым соотношением ЦТС : феррит 90% : 10%. Образцы спекали в тиглях со свинец содержащей засыпкой в течение двух часов при температуре 1240°С. Композиты имели форму дисков диаметром 8,7 – 8,8 мм и поляризованы нормально плоскости. Гибридные структуры никель / объёмный композит / никель получены методом электролитической металлизации на никелевые контакты, полученные химическим осаждением. Толщина композита составляла 0,5 мм, толщина металлического покрытия 75 мкм с каждой стороны.

Экспериментально исследована низкочастотная полевая зависимость величины МЭ коэффициента $\alpha_E(H)$ гибридных структур под действием внешнего переменного магнитного поля, перпендикулярно ориентированного в отношение поляризации структуры (поперечный эффект). Линеаризация эффекта осуществлялась под действием постоянного магнитного поля (поля подмагничивания). Величина МЭ коэффициента определялась по величине напряжения (U), генерируемого образцом, с учетом толщины композита (h) и величины поля подмагничивания (H) согласно формуле:

$$\alpha_E = \frac{dU}{h \cdot H} \quad (1)$$

Сравнительные данные поперечного МЭ эффекта гибридных структур и объемных образцов той же концентрации феррита представлены ниже.

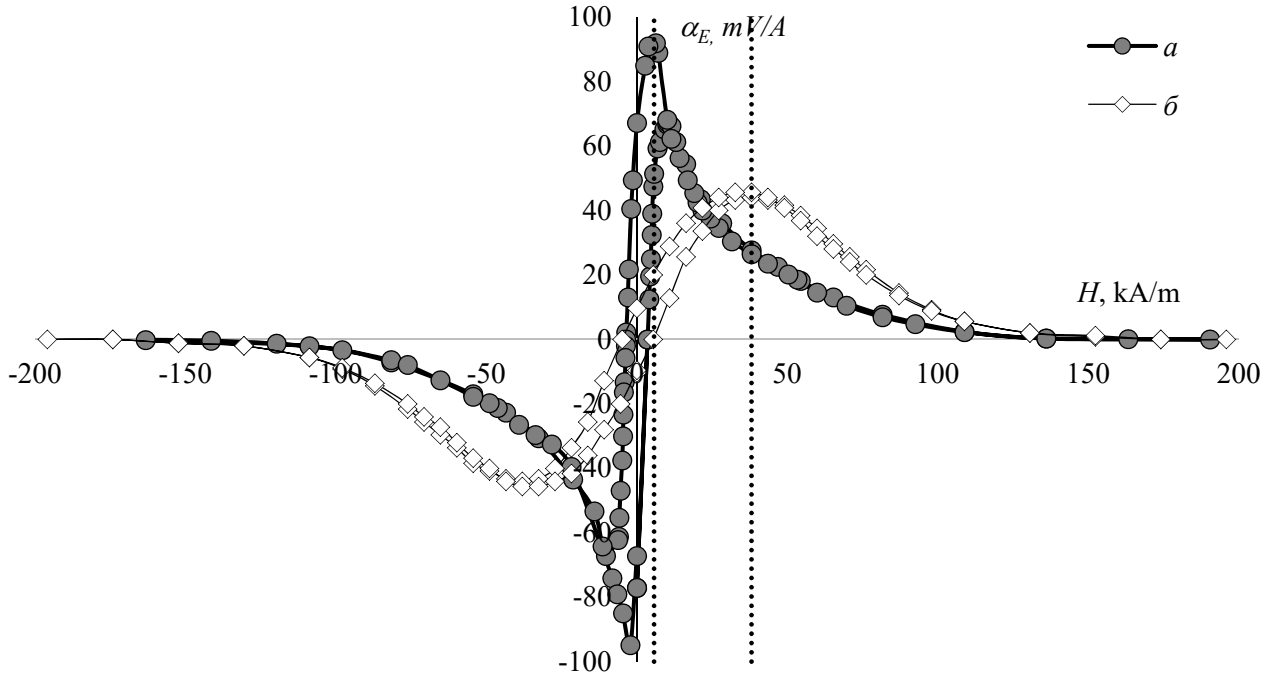


Рис. 1. Поперечный магнитоэлектрический эффект гибридных (а) и объемных (б) структур

Максимальное значение МЭ коэффициента гибридных структур в 2 раза превышает максимум, полученных в объемных образцах. При этом поле, в котором наблюдается максимальная величина эффекта в гибридных структурах составляет 5,7 кА/м, что в 5,5 раз ниже 38 кА/м полученного для объемных структур. Это означает существенное увеличение МЭ чувствительности гибридных структур в области магнитных полей [0 : 10] Э. При этом, одному значению магнитного поля соответствует только одно значение МЭ коэффициента в каждом квадранте плоскости *H-α.*

Изначально мы предполагали увеличение МЭ коэффициента в гибридных структурах из-за концентрации магнитных полей благодаря наличию ферромагнитных слоев металла на поверхности объемного МЭ образца. Ранее были проведены исследования МЭ эффекта для структур Ni – ЦТС 23 – Ni с подслоем никеля, полученного ионно-лучевым напылением и толщиной никелевого покрытия 40 мкм с каждой стороны на керамику толщиной 0,4 мм. Величина МЭ коэффициента составила 249 мВ/А [1]. Сравнение результатов не позволяет однозначно утверждать, что величина МЭ коэффициента возросла благодаря увеличению концентрации магнитного поля внутри МЭ композита. Тем не менее, большие значение МЭ чувствительности и однозначное соответствие значений МЭ коэффициента заданной величине внешнего магнитного поля позволяют рассчитывать на создание устройств детектирования сверх слабых магнитных полей по величине и направлению на основе гибридных МЭ структур.

Работа выполнена при поддержке Белорусского Республиканского фонда фундаментальных исследований (грант Ф20МЦ-006).

Список использованных источников:

1. N.N. Paddubnaya, V.M. Laletin, A.I. Stognij, N.N. Novitskii / Dependence of magnetoelectric effect in layered lead zirconate-titanate / nickel heterostructures on the interface type // Functional materials 17, No 3, 2010 г. 5 pp.

УДК 53.08, 534.29

МАГНИТОУПРУГАЯ СПИНОВАЯ НАКАЧКА В МУЛЬТИФЕРРОИДНОЙ РЕЗОНАТОРНОЙ СТРУКТУРЕ

Ползикова Н.И.

д.ф-м.н., г.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Алексеев С.Г.

к.ф-м.н., с.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Лузанов В.А.

к.ф-м.н., в.н.с. Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Дижур С.Е.

к.ф-м.н., с.н.с. Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Раевский А.О.

к.ф-м.н., с.н.с. Фрязинского филиала Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН

Аннотация. *Представлены результаты по электрическому возбуждению и детектированию линейных и параметрических спиновых волн, и спиновых токов в многочастотных резонаторах объемных акустических волн, содержащих пленки пьезоэлектрика (окись цинка), ферримагнетика и парамагнитного металла (железоиттриевый гранат в контакте с платиной). За счет пьезоэффекта в пленке ZnO происходит возбуждение сдвиговых акустических волн на резонансных частотах f_n композитного резонатора. В результате магнон-фононного взаимодействия акустические волны возбуждают магноны в ЖИГ либо на тех же частотах, либо на половинных частотах (при меньших полях и при превышении пороговой мощности). С помощью обратного спинового эффекта Холла (ISHE) в пленке Pt детектируется акустическая спиновая накачка – спиновый ток на границе ЖИГ/Pt, вызванный либо линейными, либо параметрическими магнонами. Частотные, магнитополевые и мощностные зависимости постоянного напряжения U_{ISHE} в пленке Pt однозначно указывают на описанный выше механизм его возникновения.*

Ключевые слова: *магнитоупругие волны, спиновая накачка, пьезоэлектрик, ферримагнетик, резонатор объемных акустических волн*

MAGNETOELASTIC SPIN PUMPING IN MULTIFERROIC RESONATOR STRUCTURE

Polzikova N.I.

Dr.Sci., principal investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Alekseev S.G.

Cand.Sci., senior investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Luzanov V.A.

Cand.Sci., leading investigator,
Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Dizhur S.E.

Cand.Sci., senior investigator,
Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Raevskiy A.O.

Cand.Sci., senior investigator,
Fryazino branch Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS

Annotation. *The results on the electrical excitation and detection of linear and parametric spin waves and spin currents in multifrequency resonators of bulk acoustic waves (HBAR) containing films of a piezoelectric (zinc oxide), ferrimagnet, and paramagnetic metal (yttrium iron garnet in contact with platinum) are presented. Due to the piezoelectric effect in the ZnO film, shear acoustic waves are excited at the resonance frequencies f_n of the composite resonator. As a result of the magnon-phonon interaction, acoustic waves excite magnons in the YIG either at the same frequencies or at half frequencies (at lower fields and when the threshold power is exceeded). The acoustic spin pumping in a Pt film – a spin current at the YIG/Pt interface caused by either linear or parametric magnons is detected via inverse spin Hall effect (ISHE). The measured frequency, magnetic field, and power dependences of the dc voltage U_{ISHE} in the Pt film unambiguously indicate the mechanism of its occurrence described above.*

Keywords: *magnetoelastic waves, spin pumping, piezoelectric, ferrimagnet, bulk acoustic wave resonator*

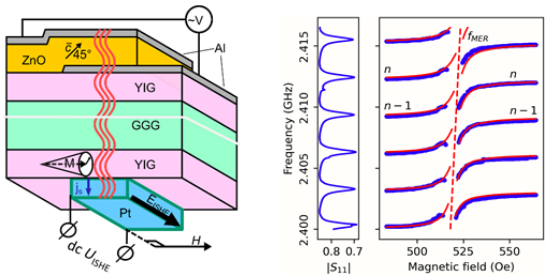
Недавно в качестве эффективного источника спинового тока и создающего его спиновых волн (СВ) нами был предложен и продемонстрирован композитный резонатор объемных акустических волн (АВ) [1–3], содержащий пленки пьезоэлектрика (ПЕ) и ферримагнетика (ФМ) в контакте с парамагнитным тяжелым металлом (рис. 1 а). Благодаря магнитоупругости, как линейное, так и параметрическое возбуждение СВ в ФМ-пленках осуществляется с помощью АВ, которые в свою очередь возбуждаются ПЕ-преобразователем на выделенных резонансных частотах структуры f_n (рис. 1 б). Будем называть далее акустически возбужденные СВ – АСВ.

В линейном режиме АСВ возбуждаются на частотах акустических резонансов при условии их соответствия частотам СВ, $f_{СВ}(H)$, в магнитном поле H. Помимо линейного возбуждения представляет также интерес параметрическое возбуждение АСВ на частотах $f_n/2$. Хотя параметрические механизмы генерации СВ и АСВ известны очень давно, они и в настоящее время находятся в центре внимания [4–6].

Для детектирования как линейных, так и параметрических АСВ, может быть использована создаваемая ими спиновая накачка – преобразования спинового углового момента АСВ в постоянный спиновый ток j_s на границе с немагнитным металлом. В металле с большой константой спин орбитальной связи, таком как Pt, спиновый ток детектируется за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE – inverse spin Hall effect).

В настоящей работе исследуются функциональные зависимости постоянного напряжения $U_{ISHE}(f, H, P)$ от частоты, величины магнитного поля и *rf*-мощности, подаваемой на электроды преобразователя. Полученные результаты соответствуют линейному и параметрическому режимам чисто акустического возбуждения магнонов. Обсуждается связь различных типов АСВ с характерными особенностями зависимостей $U_{ISHE}(f, H, P)$, а также с по-

ведением коэффициента отражения от электродов преобразователя, $S_{11}(f, H, P)$.



а) б) в)

Рис. 1. Схема резонатора (а); частотная зависимость модуля коэффициента отражения в нулевом магнитном поле (б); изменение положения резонансных частот от магнитного поля (в). Синие точки – экспериментальные данные, полученные из зависимостей $|S_{11}(f, H)|$. Красные линии – расчет по методу [2]. Пунктир –зависимость частоты магнитоупругого резонанса $f_{MER}(H)$.

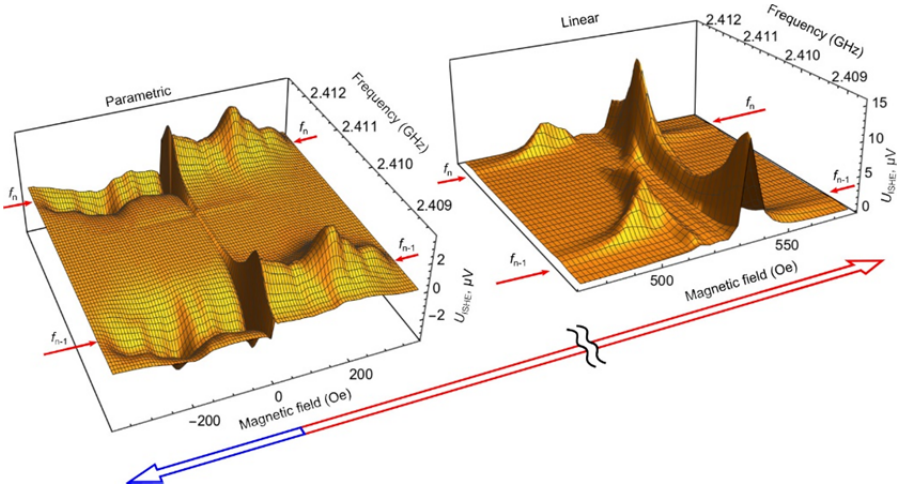


Рис. 2. Зависимости напряжения $U_{ISHE}(f, H)$ при подаваемой мощности P= 9 мВт. Область линейного возбуждения АСВ лежит в диапазоне полей 500–550 Ое. По данным линейной области определялась эффективная намагниченность насыщения $4\pi M_0$=845 Гс.

На рис. 1 в показано, как меняется положение семи резонансных частот мультиферроидного многомодового резонатора (HBAR – High overtone Bulk Acoustic wave Resonator) в магнитном поле. Перестройка частот происходит в области магнитоупругого резонанса (линия $f_{MER}(H)$) и обусловлена обратным влиянием возбуждения АСВ на резонансные частоты HBAR. Результаты измерения постоянного напряжения на концах полоски Pt, $U_{ISHE}(f, H)$ приведены в виде 3D графика справа на рис.2. Расположение сигналов напряжения на плоскости (f, H) соответствует положению двух соседних резонансных частот $f_{n,\ n-1}(H)$, приведенных на рис. 1 в. Как и в [2], наблюдается значительная асимметрия интенсивности $U_{ISHE}(f, H)$ относительно линии $f_{MER}(H)$ – протяженные хребты выше и вершины ниже этой линии. Локализация вершин соответствует пересечению ветвей $f_n(H)$ с линией частоты ферромагнитного резонанса $f_{FMR}(H)= \gamma[H(H+ 4\pi M_0)]^{1/2}$. Здесь M_0 – эффективная намагниченность насыщения, γ – гиромагнитное отношение.

Для наблюдения параметрических АСВ и параметрической акустической спиновой накачки можно либо в два раза увеличить частоту возбуждения HBAR, либо уменьшить магнитное поле, так, чтобы спектр спиновых волн попадал в диапазон частот $f_{CB}(H)\approx f_n/2$. В нашем случае менялась величина поля. На рис.2 слева приведены результаты детектирования параметрических АСВ. В отличие от линейного режима акустическая накачка не испытывает существенного обратного воздействия спиновых волн, поэтому резонансные частоты f_n

практически не зависят от H в этом диапазоне полей. Зависимости $U_{ISHE}(f, H_0)$ и $|S_{11}(f, H_0)|$ от частоты при постоянном поле коррелирует друг с другом. Немонотонная зависимость напряжения от поля при H<400 Э объясняется возбуждением параметрических АСВ на частотах $f_{СВ}(H, q)\approx f_n/2$ с различными волновыми числами. Так, например, поле максимума напряжения $H_c=\{[(f_n/\gamma)^2 + (4\pi M_0)^2]^{1/2} - 4\pi M_0\}/2\approx 195$ Э, соответствует возбуждению АСВ с $q\approx 0$ на частоте $f_{СВ}(H_c, 0)\approx f_{FMR}(H_c) = f_n/2$.

На рис. 3 приведена зависимость напряжения $U_{ISHE}(H,P)$ при возбуждении резонатора на постоянной частоте $f_p = f_n(0)=2.4012$ ГГц. Стрелками отмечены характерные поля: наиболее эффективного линейного и параметрического возбуждения АСВ – H_{FMR} и H_c, верхняя граница параметрической области – $H_{c1}=f_p/(2\gamma)=410$ Э, а также поля, характеризующие трехмагнонные процессы распада и слияния – $H_{c2}=H_{c1}/2$ и $H_{c3}=(4H_c - H_{FMR})/3 \approx 85$ Э.

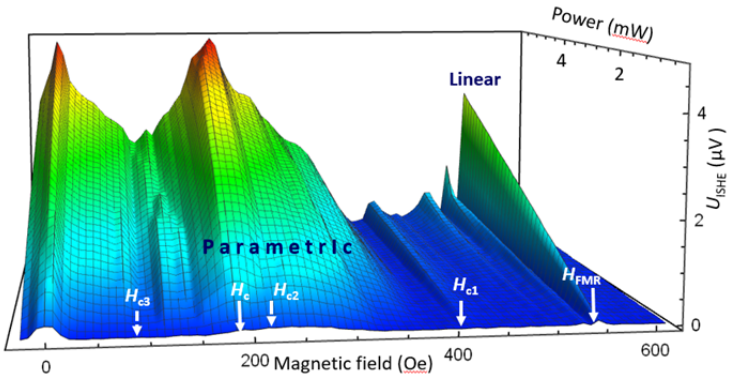


Рис. 3. Зависимость $U_{ISHE}(H,P)$ от магнитного поля и мощности.

В заключение, экспериментальные зависимости $U_{ISHE}(f, H, P)$ однозначно указывают на их связь с акустической накачкой и ее детектированием за счёт ISHE. Минимальная пороговая мощность для параметрической генерации оказалась достаточно низкой (~ 0.4 мВт), что объясняется высокой добротностью акустического резонатора, возбуждаемого пьезопреобразователем. Результаты представляют интерес для использования пьезоэлектрического возбуждения линейных и параметрических магнонов в низкоэнергетических устройствах магноники и микроволновой спинтроники.

Работа выполнена в рамках государственного задания «Спинтроника» и при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-07-01075).

Список использованных источников:

1. Polzikova N. I. et al. Acoustic spin pumping in magnetoelectric bulk acoustic wave resonator//AIP Advances. – 2016. –№5. –P. 056306-1–056306-6.
2. Polzikova N.I. et al. Acoustic excitation and electrical detection of spin waves and spin currents in hypersonic bulk waves resonator with YIG/Pt system//J. Magn. and Magn. Mater. – 2019. –P. 38–42.
3. Alekseev S.G. et al. Pumping in Bulk Acoustic Waves Resonator//Appl. Phys. Lett. – 2020. – № 7. –P. 072408-1–072408-5.
4. Keshtgar H. et al. Acoustic parametric pumping of spin waves// Solid State Commun. –2014. –P. 30–34.
5. Lisenkov I. et al. Magnetoelastic parametric instabilities of localized spin waves induced by traveling elastic waves //Phys. Rev. B. – 2019. – № 18. –P. 184433-1–184433-8.
6. Chowdhury P. et al. Nondegenerate parametric pumping of spin waves by acoustic waves// IEEE Magn. Lett. – 2017. –P. 3108204-1–4.

УДК 538.955, 621.314.2

МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТРАНСФОРМАТОР

Савельев Д.В.

аспирант., кафедра наноэлектроники, Физико-технологический институт РТУ МИРЭА,
инженер, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Чашин Д.В.

к.т.н., инженер, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Фетисов Л.Ю.

д.ф.-м.н., доцент, кафедра наноэлектроники,
Физико-технологический институт РТУ МИРЭА,
научный сотрудник, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Фетисов Ю.К.

д.ф.-м.н., директор, НОЦ «Магнитоэлектрические материалы и устройства» РТУ МИРЭА

Аннотация. *В работе изготовлен и исследован магнитоэлектрический трансформатор напряжения. Измерены его характеристики при работе на холостом ходу и при подключении активной нагрузки. Максимальная выходная мощность составила 23 мВт.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, трансформатор напряжения, пьезотрансформатор*

MAGNETOELECTRIC TRANSFORMER

Saveliev D.V.

PhD student, nanoelectronics department, Institute of Physics and Technology,
MIREA – Russian Technological University,
engineer, Education and Research Center «Magnetoelectric materials and devices»,
MIREA – Russian Technological University

Chashin D.V.

PhD., engineer, Education and Research Center «Magnetoelectric materials and devices»,
MIREA – Russian Technological University

Fetisov L.Y.

Dr. Sc., assistant professor, nanoelectronics department, Institute of Physics and Technology,
MIREA – Russian Technological University,
researcher, Education and Research Center «Magnetoelectric materials and devices»,
MIREA – Russian Technological University

Fetisov Y.K.

Dr. Sc., head of Education and Research Center
«Magnetoelectric materials and devices», MIREA – Russian Technological University

Annotation. *Magnetoelectric voltage transformer was manufactured and investigated in the paper. Its open circuit and loaded characteristics were obtained. Maximal output power was 23 mW.*

Keywords: *magnetoelectric effect, voltage transformer, piezoelectric transformer*

Трансформаторы, использующиеся для гальванической развязки цепи, преобразования переменных напряжений и токов, являются одними из наиболее распространенных электронных компонентов. [1] Тем не менее, применяемые на практике электромагнитные и пьезоэлектрические трансформаторы не позволяют изменять свои параметры. Ранее [2-4] было предложено использование трансформаторов, работа которых основана на возникновении магнитоэлектрического (МЭ) эффекта в композитных структурах, состоящих из механически соединенных слоев пьезоэлектрика (ПЭ) и ферромагнетика (ФМ). Под действием магнитного поля ФМ слой деформируется в результате магнитострикции. Возникающие механические напряжения передаются слою ПЭ, на гранях которого в результате прямого пьезоэффекта возникает электрическое напряжение. Главным отличием таких устройств, является возможность управления их свойствами, такими как коэффициент передачи напряжения, выходная мощность и эффективность передачи мощности на нагрузку при помощи внешнего магнитного поля [3].

Магнитоэлектрический трансформатор представлял собой композитную структуру, состоящую из механически соединенных между собой ПЭ и ФМ слоев, Ш-образных ферритовых сердечников и первичных обмоток. В качестве ПЭ слоя была использована пьезокерамика ЦТС-47 толщиной 2 мм, поляризованная вдоль ее длинной стороны. С двух сторон на нее с помощью цианакрилатного клея были наклеены по три слоя ленты аморфного магнитного сплава Metglas 2605SA1 толщиной 23 мкм. Размеры структуры в плоскости составляли 20×10 мм. Для замыкания линий магнитного поля внутри магнитострикционных слоев были использованы Ш-образные ферритовые сердечники. Сверху на каждый сердечник было намотано N = 20 витков медной проволоки толщиной 0.1 мм. Обмотки были соединены параллельно между собой. Фотография МЭ трансформатора показана на рис. 1.

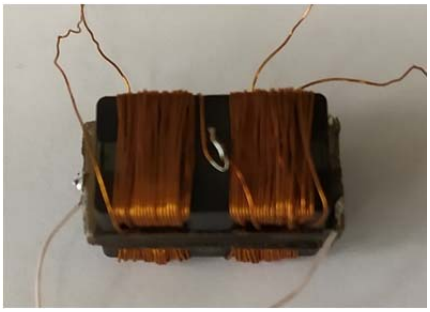


Рис. 1. Внешний вид МЭ трансформатора.

На первичные обмотки трансформатора подавали входное напряжение величиной до $U_1 \approx 7.1$ В. Выходное напряжение U_2 измеряли со слоя ПЭ. Были получены полевые зависимости коэффициента передачи напряжения на нагрузку и выходной мощности. Измерения проводили в режиме холостого хода и при подключении нагрузки с сопротивлением R = 1-220 кОм. Коэффициент передачи напряжения определяли, как отношение выходного напряжения ко входному $K = U_{2/} U_1$. Выходную мощность определяли из выражения $P = U_2^2/R$. Измерения проводили в диапазоне магнитных полей 0-800 Э.

На рис. 2 приведена зависимость коэффициента передачи напряжения K, измеренная в режиме холостого хода. Видно, что его величина с ростом магнитного поля практически линейно увеличивается в пределах K = 0-15.7, достигая максимума при H_m = 175 Э, а затем резко уменьшается до 1.8 и остается практически постоянной при дальнейшем увеличении поля.

На рис. 3 приведены зависимости коэффициента передачи напряжения и выходной мощности от сопротивления нагрузки. Измерения проводили в магнитном поле H_m = 175 Э, соответствующим его максимальному значению.

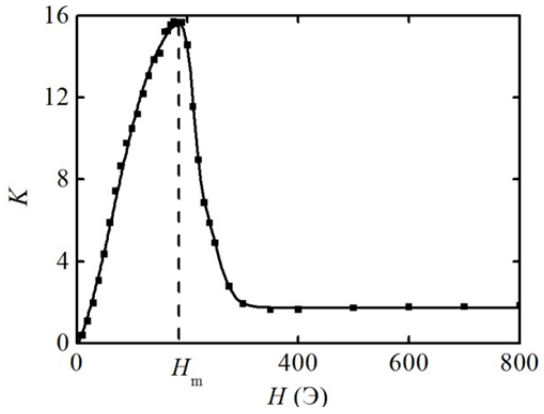


Рис.2. Зависимость коэффициента передачи напряжения трансформатора от магнитного поля, измеренная в режиме холостого хода.

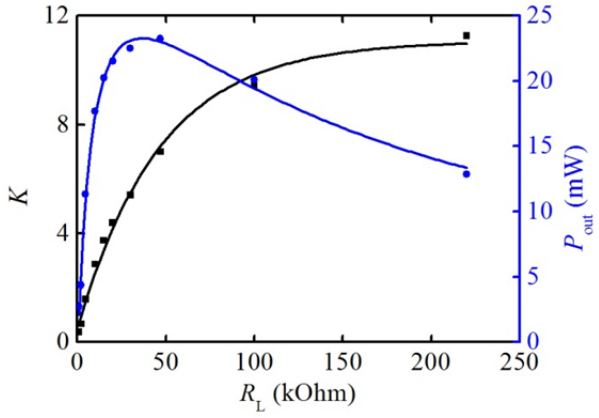


Рис. 3. Зависимость коэффициента передачи напряжения и выходной мощности от сопротивления нагрузки.

Коэффициент передачи напряжения нелинейно рос с увеличением сопротивления нагрузки, стремясь к максимальной величине K = 15.7, наблюдавшейся в режиме холостого хода ($R \to \infty$). Выходная мощность нелинейно растёт с увеличением нагрузки, достигая максимального значения $P_{out} \approx 23.2$ мВт при сопротивлении нагрузки $R = 47$ кОм, а затем плавно уменьшается. Максимальная эффективность передачи мощности на нагрузку составляла 26% в магнитном поле $H = 180$ Э.

Таким образом, в работе изготовлен и исследован МЭ повышающий трансформатор напряжения с замкнутой магнитной системой. Определены его параметры в режиме холостого хода и при подключении активной нагрузки. Улучшение эффективности трансформатора возможно совершенствованием технологии изготовления композитных МЭ структур.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-10128.

Список использованных источников:

1. Harlow J.H. Electric power transformer engineering. – Boca Raton: CRC Press, 2017. – 693 pp.
2. Leung C.M., Or S.W., Wang F. Ho S.L. Dual resonance converse magnetoelectric and voltage step-up effects in laminated composite of long-type PMN piezoelectric single-crystal transformer and Terfenol magnetostrictive alloy bars. // Journal of Applied Physics. – 2012. Vol. 109. P. 104103.
3. Saveliev D., Chashin D., Fetisov L., Shamonin M., Fetisov Y. Ceramic-heterostructure-based magnetoelectric voltage transformer with an adjustable transformation ratio. // Materials. – 2020. – Vol. 13. P. 3981.
4. Wang H., Qu L., Qiao W., Liu B. Magnetic flux valve: A magnetoelectric materials-based device for conversion and control of electric power. // IEEE Transactions on Industrial Electronics. – 2017. Vol. 64. P. 2451–2458.

УДК 537.635:538.935:539.216:621.793.18

ВЛИЯНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА НА МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ Co/PZT

Серокурова А.И.
н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению
С.А. Шарко
с. н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению
Н.Н. Поддубная
с. н. с., ГНУ «Институт технической акустики НАН Беларуси»
Е.Н. Галенко
аспирант, Мозырский государственный педагогический университет имени И.П. Шамякина
Н.Н. Новицкий
с. н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению
А.И. Стогний
в. н. с., Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению

Аннотация. *В работе исследованы образцы гетероструктур в виде тонкого слоя ферромагнитного металла на сегнетоэлектрических подложках $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$ с профилированной поверхностью межфазной границы. Показана возможность управления величиной магнитоэлектрического эффекта путём создания периодического профиля границы раздела ФМ металл/СЭ подложка, что позволяет повысить МЭ коэффициент с 4-5 мВ/А до 10 мВ/А за счет увеличения эффективной площади взаимодействия ФМ и СЭ компонент.*
Ключевые слова: *ферромагнетик/сегнетоэлектрик, ионно-лучевое распыление/осаждение, магнитоэлектрический эффект*

INFLUENCE OF THE INTERFACE PERIODIC PROFILE ON THE MAGNETOELECTRIC PROPERTIES OF THE Co / PZT HETEROSTRUCTURE

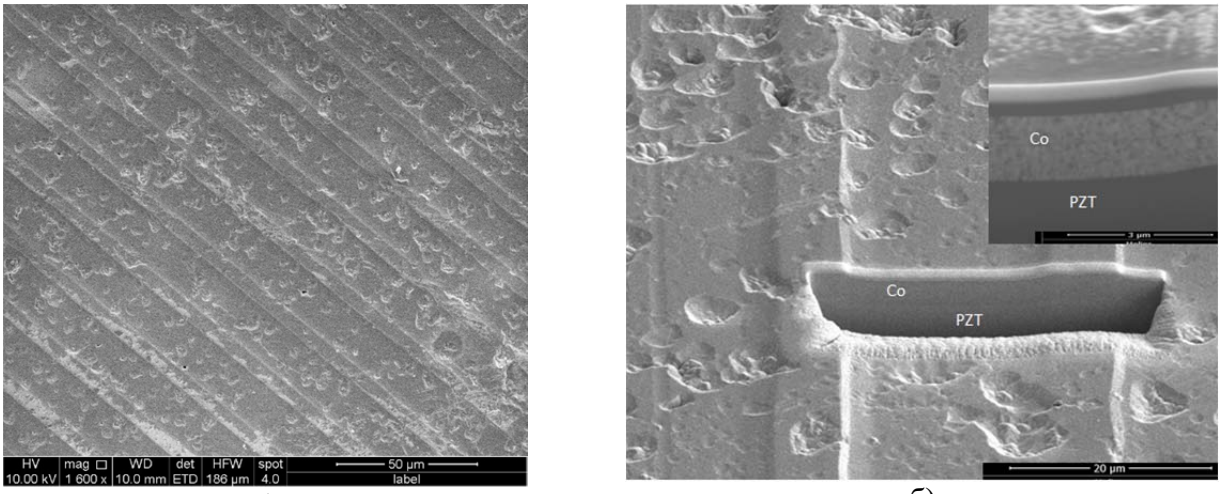
Serokurova A.I.
Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus
Sharko S.A.
Senior Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus
Poddubnaya N.N.
Senior Researcher, Institute of Technical Acoustics NAS of Belarus
Galenko E.N.
Graduate student, Mozyr State Pedagogical University named after I.P.Shamyakin
Novitskii N.N.
Senior Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus
Stognij A.I.
Leading Researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

Annotation. *We investigated heterostructures in the form of a thin ferromagnetic metal layer on ferroelectric $PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$ substrates with a profiled interface surface. It is shown that it is possible to control the magnitude of the magnetoelectric effect by a periodic profiling of the FM metal / FE substrate interface, which makes it possible to increase the ME coefficient from 4-5 mV/A to 10 mV/A by increasing the effective interaction area of the FM and FE components.*
Keywords: *ferromagnetic/ferroelectric, ion-beam sputtering/deposition, magnetoelectric effect*

Большой интерес к магнитоэлектрическому (МЭ) эффекту [1–4] в слоистых гетероструктурах ферромагнитный металл/сегнетоэлектрик (ФМ/СЭ) обусловлен возможностью их применения в качестве МЭ-преобразователей, например, в сенсорных элементах датчиков постоянных и переменных магнитных полей, в устройствах переключения, а также обработки и хранения информации. Ранее [5] показано, что структуры Co/$PbZr_{0.45}Ti_{0.55}O_3$, полученные методом ионно-лучевого распыления/осаждения кобальта на сглаженную до субмикронного уровня шероховатости подложку, характеризуются термостабильными и воспроизводимыми свойствами. При этом слоистые гетероструктуры не разрушаются при микромасштабировании до минимальных размеров в процессе резки и раскалывания [5]. В работе [6] показано существование оптимального значения толщины ферромагнитного слоя Co (3 мкм), в котором МЭ-свойства достигают максимальных значений.

В настоящей работе представлены исследования образцов гетероструктур Co/PZT с периодическим профилем поверхности на микронном уровне в латеральном и вертикальном направлении поверхности PZT, полученные прямым осаждением слоев кобальта методом ионно-лучевого распыления – осаждения через маску алюминия периодом 20 мкм и глубиной до 2 мкм. Создание 1D-профиля поверхности на микронном уровне в латеральном и вертикальном направлении позволяет увеличить площадь поверхности и, следовательно, свободную поверхностную энергию, что неизбежно должно привести к понижению энергии активации кристаллизации. С другой стороны, это направляет сток дефектов к границам выступов и впадин на поверхности вблизи интерфейса в момент начала кристаллизации. Последнее приводит к усилению МЭ взаимодействия на интерфейсе плёнка/подложка.

Внешний вид гетероструктуры Co /PZT с профилированной поверхностью приведен на рисунке 1а. На поверхности подложки имеются пустоты, формируемые в керамических образцах при их синтезе, которые являются неустранимыми дефектами. Однако площадь сплошной поверхности составляет более 90 % от общей площади образца (рис. 1б).



а) б)

Рис. 1. Общий вид гетероструктуры PZT /Co с профилированной поверхностью PZT подложки (а); поперечное сечение гетероструктуры PZT /Co с профилированной поверхностью PZT подложки (б)

Согласно рисунку 1б, слой кобальта не содержит пустот и плотно состыковывается с поверхностью керамических зерен подложки, а сами зерна благодаря отмеченной выше процедуре ионно-лучевого сглаживания поверхности в области границы раздела имеют плоскую поверхность, также не содержащую пустот. Характерные размеры кристаллитов сегнетоэлектрической керамики не превышают 1 мкм.

Хорошим подтверждением того факта, что качественное несовершенство структуры керамической подложки передается металлическому слою, являются результаты РЭМ и дан-

ные исследования морфологии поверхности методом АСМ. Исследование топографии поверхности (рисунок 2) показывает, что величина самой глубокой впадины не превышает толщину слоя Co, следовательно слой Co конформно покрывает профилированную поверхность PZT.

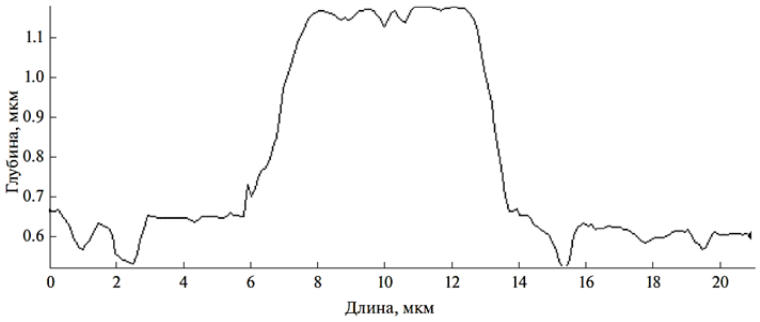


Рис. 2. Топография поверхности гетероструктуры PZT/Co с профилированной PZT подложкой

Результаты исследования полевой зависимости линейного низкочастотного МЭ эффекта в полученных структурах представлены на рисунке 3. Для структур с кобальтом максимум МЭ коэффициента наблюдается вблизи нулевых магнитных полей.

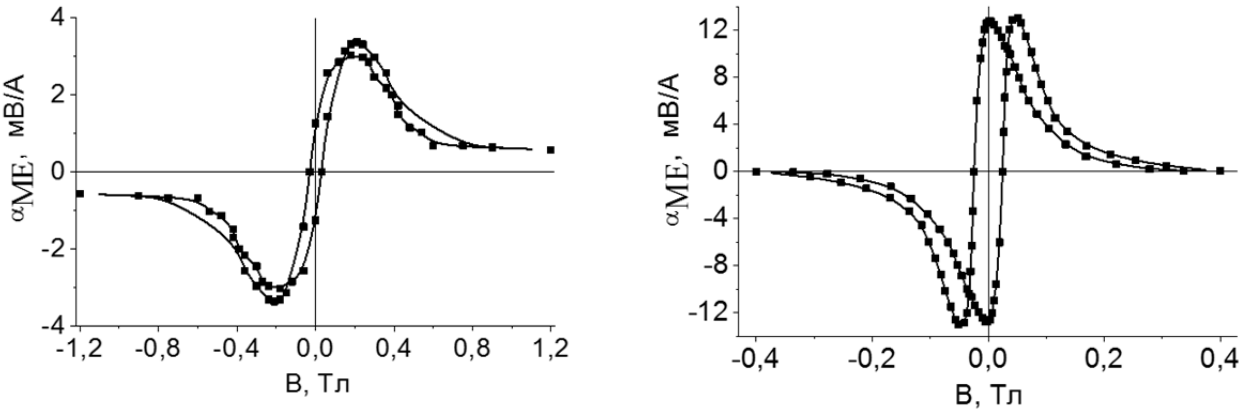


Рис. 3. Величина МЭ эффекта в гетероструктурах Co/PZT на гладкой поверхности (а) и с периодическим рельефом поверхности подложки (б)

Такое поведение зависит от магнитострикционных свойств металлических слоев и типично для кобальта. Поведение полевой зависимости МЭ эффекта в структурах с кобальтом имеет область с отрицательной величиной МЭ коэффициента. Такое поведение характерно для структур на основе кобальта, изготовленных методами ионно-лучевого напыления либо электрохимического осаждения, и обусловлено изменением знака магнитострикции кобальта при величине подмагничивающего поля от 24 кА/м. Обычно, экспериментально наблюдать такие эффекты возможно в случае, когда максимальное значение МЭ коэффициента составляет порядка 100 мВ/А. Это связано с достаточно высоким уровнем шума в слоистых структурах, полученных описанными методами, и проявляется в ширине наблюдаемого сигнала в магнитных полях насыщения. В полученных в данной работе структурах отсутствуют шумы и помехи, что позволило работать с сигналом большой чистоты. В этом случае погрешность экспериментальных данных обусловлена только погрешностями измерительной установки и не превышает 5 %. Отношение толщин ФМ/СЭ составляет примерно 0,007. Поэтому только очень небольшая область вблизи интерфейса оказывает влияние на МЭ свойства. В работе

[5] было показано, что подобный МЭ эффект также проявляется в гетероструктурах на планаризованных подложках PZT. Величина МЭ эффекта пропорциональна относительной площади прямого контакта ФМ и СЭ компонентов. Рельефная структура образцов позволяет увеличить площадь поверхности металл – пьезоэлектрик. Если величина МЭ эффекта обусловлена взаимодействием граничащих областей пъезо- и магнитострикционного компонентов, то в этом случае величина МЭ эффекта возрастает за счет увеличения площади, участвующей во взаимодействии.

Слоистые гетероструктуры Co/PZT с профилированной на микронном уровне в латеральном и вертикальном направлениях поверхностью PZT, полученные методами ионно-лучевого осаждения-распыления, обладают низкочастотным МЭ-эффектом при комнатной температуре. Слой кобальта толщиной 3 мкм возбуждает упругие механические напряжения в подложке PZT в области интерфейса, вызывающие МЭ отклик 12 мВ/А на частоте 100 Гц в магнитном поле 0,25 Тл при комнатной температуре [7].

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и Российского фонда фундаментальных исследований в рамках совместного проекта Ф20Р-115 и грантов РФФИ № 19-08-00643 и 18-29-11026.

Список использованных источников:

1. Пятаков А.П., Звездин А.К. Магнитоэлектрические материалы и мультиферроики //Успехи физ. наук. 2012. Т. 182. № 5. С. 593–620.
2. Fiebig M., Lottermoser Th., Frohlich D., Goltsev A.V., Pisarev R.V. Observation of Coupled Magnetic and Electric Domains // Nature. 2002. V. 419. P. 818–820.
3. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic Magnetoelectric Composites: Historical Perspective, Status, and Future Directions // J. Appl. Phys. 2008. V. 103. P. 031101–1-35.
4. Cheng J.H., Wang Y.G., Xie D. Resonance Magnetoelectric Effect in Ni/Pb(Zr,Ti)O3/Terfenol-D Trilayered Composites with Different Mechanical Boundary-Conditions // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 252411.
5. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Кецко В.А. Формирование плоскопараллельной межфазной границы в гетероструктуре $Ni/PbZr_{0.2}Ti_{0.8}O_3$ // Неорган. материалы. 2012. Т. 48. № 8. С. 947–951.
6. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Sazanovich A., Dyakonov V., Szymczak H., Кецко В.А. Влияние толщины слоя кобальта на магнитоэлектрические свойства гетероструктур Co/PbZr0.45Ti0.55O3/Co // Неорган. материалы. 2013. Т. 49. № 10. С. 1090–1094.
7. Филиппов Д.А. Резонансное усиление магнитоэлектрического эффекта в композиционных феррит-пьезоэлектрических материалах / Д.А. Филиппов // ФТТ. – 2004. – Т. 46, Вып. 9. – С. 1621–1627.

УДК 537.6: 621.38

РЕЗОНАНСНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ Ni-ЦТС

Федулов Ф.А.

к.т.н., инженер, МИРЭА – Российский технологический университет, e-mail: ostsilograf@ya.ru

Фетисов Ю.К.

д.ф.-м.н., профессор, МИРЭА – Российский технологический университет

Фетисов Л.Ю.

д.ф.-м.н., доцент, МИРЭА – Российский технологический университет

Чашин Д.В.

к.т.н., ведущий инженер, МИРЭА – Российский технологический университет

Одиноков С.Б.

д.т.н., профессор, Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Кузнецов А.С.

начальник отдела, Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана

Аннотация. *В работе изготовлены гетероструктуры в виде решеток с полосками из магнитострикционного никеля толщиной 10 мкм и шириной 100 мкм, электролитически осажденных на поверхность пластин из пьезоэлектрического цирконата-титаната свинца. Исследовано влияние параметров решетки, частоты возбуждающего переменного магнитного поля, величины и ориентации постоянного намагничивающего поля на характеристики прямого резонансного магнитоэлектрического эффекта в гетероструктурах. Продемонстрировано возникновение анизотропии магнитоэлектрического преобразования в структурах из-за влияния эффектов размагничивания и диполь-дипольного взаимодействия.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, периодические гетероструктуры, пьезоэлектрический эффект, магнитострикция, электролитическое осаждение.*

RESONANCE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN PERIODIC HETEROSTRUCTURES Ni-PZT

Fedulov F.A.

PhD (Tech. Sci.), engineer, MIREA – Russian Technological University

Fetisov Yu.K.

Dr. Sc. (Phys.-Math.), professor, MIREA – Russian Technological University

Fetisov L.Yu.

Dr. Sc. (Phys.-Math.), assistant professor, research fellow,
MIREA – Russian Technological University

Chashin D.V.

PhD (Tech. Sci.), lead engineer, MIREA – Russian Technological University

Odinokov S.B.

Dr. Sc. (Tech. Sci.), professor, Bauman Moscow State Technical University

Kuznetsov A.S.

Department head, Bauman Moscow State Technical University

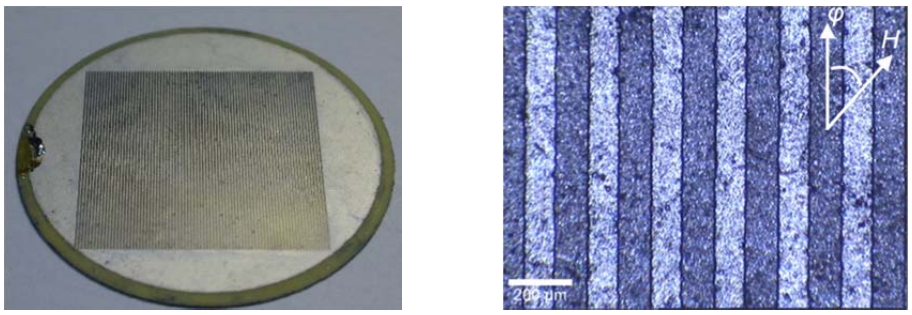
Annotation. *The magnetoelectric periodic heterostructures have been manufactured and investigated. The heterostructures represent a series of 10um thick and 100 um width nickel stripes electrolytically deposited on a $PbZr_{0.52}Ti_{0.48}O_3$ (PZT) disc wafer. A gap between the nearby stripes is varied from 20 um to 100 um. The influence of dimensions of the periodic heterostructures, the frequency of an excitation ac magnetic field, magnitude and orientation of dc magnetic field on the characteristics of the direct resonance magnetoelectric effect is investigated experimentally. The occurrence of anisotropy of magnetoelectric conversion in the heterostructures due to demagnetization effects and dipole-dipole interaction is demonstrated.*

Keywords: *magnetoelectric effect, periodic heterostructures, piezoelectric effect, magnetostriction, electrolytic deposition.*

В последние годы большое внимание уделяют изучению магнитоэлектрических (МЭ) эффектов в планарных композитных гетероструктурах, содержащих ферромагнитные (ФМ) и пьезоэлектрические (ПЭ) слои, и разработке на их основе управляемых устройств электроники, высокочувствительных датчиков магнитных полей, автономных источников питания [1]. Магнитоэлектрические эффекты в гетероструктурах возникают вследствие комбинации магнитострикции ФМ слоя, пьезоэлектрического эффекта в ПЭ слое и акустического резонанса в композитной структуре. Эффекты проявляется в генерации переменного электрического напряжения при возбуждении структуры переменным магнитным полем (прямой МЭ эффект) или в изменении намагниченности структуры при ее возбуждении переменным электрическим полем (обратный МЭ эффект) [2].

Одной из актуальных задач является разработка способов управления характеристиками МЭ эффектов в композитных гетероструктурах. В частности, представляет интерес создание анизотропных структур, эффективность МЭ преобразования в которых зависит от ориентации внешнего постоянного магнитного поля [3]. В данной работе впервые продемонстрированы возможности формирования анизотропии МЭ взаимодействия в планарных гетероструктурах путем создания периодических решеток из ФМ материала.

В исследованиях использовали диски из пьезокерамики цирконата-титаната свинца состава $Pb_{0.48}Zr_{0.52}TiO_3$ (ЦТС-19) диаметром 23 мм и толщиной $a \approx 240$ мкм с Ag-электродами толщиной ~3 мкм, поляризованные по нормали к плоскости. На одну из поверхностей ЦТС-диска наносили периодические решетки с полосками из Ni. Для этого поверхность диска предварительно покрывали слоем фоторезиста (Kontakt Chemie Positiv 20/200), затем этот слой экспонировали через маску, после этого вытравливали засвеченные участки фоторезиста и на последней стадии на свободные участки Ag-электрода электролитически осаждали слой Ni. Скорость осаждения Ni составляла ~0.2 мкм/мин при плотности тока 1 А/дм^2. Таким методом были изготовлены образцы с Ni-решетками следующих размеров: толщина полоски $b \approx 10$ мкм, ширина полоски $w = 100$ мкм, расстояние между соседними полосками $t = 0$ мкм (сплошной слой Ni), 20 мкм, 50 мкм и 100 мкм. Внешний вид ЦТС-диска с Ni-решеткой размером 16 мм × 16 мм на его поверхности показан на рис. 1.

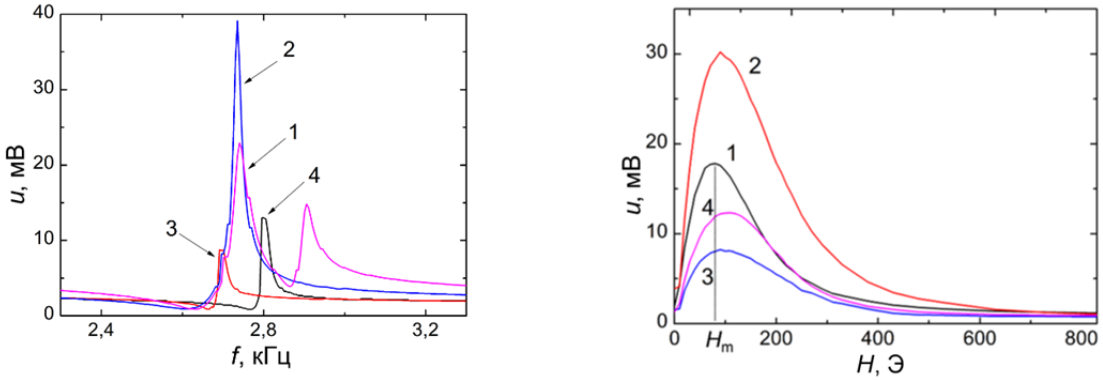


а) б)

Рис. 1. Внешний вид ЦТС-диска с решеткой из Ni-полосок с параметрами w = 100 мкм, t = 100 мкм (а); Микрофотография периодической структуры: темные участки – полоски Ni толщиной 10 мкм, φ – угол между продольной осью полосок и направлением постоянного поля H (б).

Для исследования характеристик МЭ эффекта структуру помещали в возбуждающее переменное и постоянное магнитные поля, параллельные друг другу и приложенные в плоскости структуры. Переменное поле $h\cos(2\pi ft)$ с частотой $f = 0$–10 кГц и амплитудой $h = 2$ Э генерировали катушки Гельмгольца диаметром 4 см. Постоянное магнитное поле $H = 0$–1 кЭ создавали с помощью электромагнита. Установка позволяла вращать структуры и таким образом изменять угол φ между полями и продольной осью полосок структуры (см. рис. 1б). Генерируемое при прямом МЭ эффекте между Ag-электродами переменное напряжение регистрировали с помощью осциллографа с входным импедансом 1 МОм.

На рис. 2(а) показаны зависимости амплитуды МЭ напряжения u от частоты f возбуждающего поля при намагничивании структур вдоль полосок полем H_m, соответствующем максимуму МЭ эффекта. Пики на кривых, как показали оценки, соответствуют возбуждению в структурах низшей моды изгибных акустических колебаний. Отличие резонансных частот для разных структур может быть обусловлено небольшим отличием их толщин.



а) б)

Рис. 2. Зависимости МЭ напряжения от частоты f возбуждающего поля для гетероструктур с разным расстоянием между Ni-полосками: 1 – сплошной слой Ni; 2 – t = 20 мкм; 3 – t = 50 мкм; 4 – t = 100 мкм (а). Зависимости МЭ напряжения от поля H для гетероструктур с разным расстоянием между Ni-полосками: 1 – сплошной слой Ni; 2 – t = 20 мкм; 3 – t = 150 мкм; 4 – t = 100 мкм (б).

На рис. 2(б) приведены зависимости высот пиков для разных структур от постоянного поля H. Эффективность МЭ преобразования достигает максимума при поле $H_m \approx 80$ Э, соответствующем максимуму пьезомагнитного коэффициента $\lambda(H) = \partial\lambda/\partial H$ (где $\lambda(H)$ – зависимость магнитострикции Ni от магнитного поля) и стремится к нулю при насыщении магнитострикции с увеличением H. При ориентации поля H в плоскости структуры перпендикулярно к Ni-полоскам, эффективность МЭ преобразования падала практически до нуля. Величина МЭ коэффициента на резонансной частоте для структуры с расстоянием между полосками $t = 100$ мкм достигала $\alpha_E = u/(ah) \approx 0.75$ В/(Э·см), что сравнимо с величиной МЭ коэф-

фициента для сплошных структур Ni-ЦТС.

Рис. 3 демонстрирует анизотропию МЭ эффекта при изменении угла φ между направлением H и полосками Ni (рис. 1б).

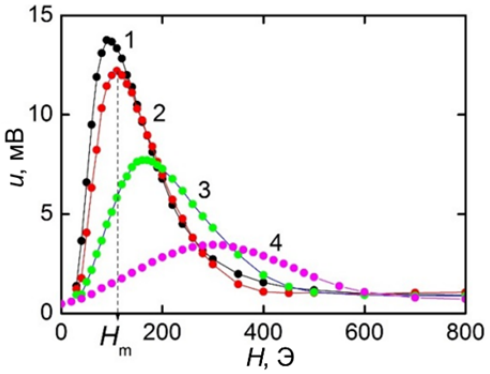


Рис. 3. Зависимости МЭ напряжения от поля H для гетероструктуры с w = 100 мкм и t = 100 мкм при разных углах φ между полем H и Ni-полосками: 1 – 0°, 2 – 30°, 3 – 60°, 4 – 80°.

Видно, что при отклонении поля в сторону нормали к полоскам амплитуда МЭ напряжения в максимуме падает и H_m одновременно смещается в область больших полей. Анизотропия возникает из-за эффектов размагничивания и диполь-дипольного взаимодействия в периодической системе Ni-полосок. Известно, что из-за размагничивания магнитное поле внутри ФМ образца H_{in} меньше, чем внешнее поле $H_{in} = H/(1 + \chi N)$, где χ – собственная магнитная восприимчивость ферромагнетика, N – размагничивающий фактор в направлении поля. Анизотропия формы приводит к анизотропии поля H_{in} внутри образца. Для ФМ полоски $N_{//}$ вдоль оси много меньше $N\perp$ в поперечном направлении [4], что и вызывает анизотропию МЭ эффекта. Кроме этого, в решетке ФМ полосок диполь-дипольное взаимодействие между соседними полосками приводит к ослаблению размагничивания, тем сильнее, чем меньше расстояние между полосками [4, 5]. Таким образом, подбирая толщину, ширину и расстояние между полосками Ni в описанной гетероструктуре, можно формировать полевые зависимости (см. рис. 3) и величину анизотропии резонансного МЭ эффекта. Отметим, что описанная структура более технологична в изготовлении, чем структура с магнитострикционным волоконным композитом [3].

Экспериментальные исследования в работе выполнены при поддержке Российского научного фонда, проект 17-12-01435-П. Работы по изготовлению структур выполнены при поддержке Совета по грантам Президента Российской Федерации.

Список использованных источников

1. Фетисов Ю.К. Магнитоэлектрические устройства электроники и информатики на основе мультиферроидных гетероструктур // Электроника НТБ. – 2021. – № 2. – С. 132-146.

2. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // Journal of Appl. Phys. – 2008. – V. 103. – P. 031101.

3. Fetisov Y., Chashin D., Saveliev D., Fetisov L., Shamonin M. Anisotropy of magnetoelectric effect in a planar heterostructure comprising piezoelectric ceramics and magnetostrictive fibrous composite // Materials. – 2019. – V. 12. – P. 3228.

4. Chen D.X., Pardo E., Sanchez A. Demagnetizing factors for rectangular prisms, IEEE Trans. Magnetics // 2006. – V.41. – P. 2077-2088.

5. Tartakovskaya E.V., Vovk A., Golub V. Dipolar interaction in ordered superlattices of ferromagnetic nanoparticles // Phys. Stat. Solidi. – 2008. – V. 205. – №8. – P.1787-1789.

6. Malkinski L.M., Yu M., Scheres D.J. Magnetostatic interactions of two-dimensional arrays of magnetic strips // Mater. Res. Soc. Symp. Proc. – 2010. – V. 1250. – P. 1250-G08-03.

УДК 537.9; 537.6/.8

ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ МАНГАНИТОВ $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$

Фрейдман А.Л.

к.ф.-м.н., н.с, ИФ СО РАН

Хороший И.Н.

студент базовой кафедры «Физика твердого тела и нанотехнологий», ИИФиРЭ СФУ

Одинцов М.Б.

студент базовой кафедры «Физика твердого тела и нанотехнологий», ИИФиРЭ СФУ

Манелюк С.Е.

студент базовой кафедры «Физика твердого тела и нанотехнологий», ИИФиРЭ СФУ

Колков М.И.

к.ф.-м.н., нс, ИФ СО РАН

Аннотация. В работе исследуется магнитоэлектрический отклик серии образцов $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$ x=0..0.4. По мере увеличения замещения x ME_E-эффект не только уменьшается по абсолютной величине, но и смещается в сторону больших магнитных полей, что свидетельствует о подавляющем характере влияния ионов Ho^{3+} на магнитоэлектрический эффект.

Ключевые слова: *мультиферроик, магнитоэлектрический эффект, РЗМ*

INVERSE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN SINGLE CRYSTALS OFORTHOROMBIC MANGANITES $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$

Freydman A.L.

candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research Scientist, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS.

Horoshiy I.N.

student of training at the Department of Solid State Physics and Nanotechnology, Institute of Physics and Power Engineering of the Siberian Federal University

Odincov M.B.

student of training at the Department of Solid State Physics and Nanotechnology, Institute of Physics and Power Engineering of the Siberian Federal University

Manelyuk S.E.

student of training at the Department of Solid State Physics and Nanotechnology, Institute of Physics and Power Engineering of the Siberian Federal University

Kolkov M.I.

candidate of Physical and Mathematical Sciences, Research Scientist, Kirensky Institute of Physics, Federal Research Center KSC SB RAS.

Annotation. *The work investigates the magnetoelectric response of a series of samples Dy (1-x) HoxMnO3 x = 0..0.4. As the substitution x increases, the MEE effect not only decreases in absolute value, but also shifts towards higher magnetic fields, which indicates the overwhelming character of the influence of Ho3 + ions on the magnetoelectric effect.*

Keywords: *multiferroic, magnetoelectric effect, rare earth metals*

Тема мультиферроизма является одной из наиболее обсуждаемых, так как отрывает возможность реализации многих новых устройств спинтроники. Среди известных мультиферроиков большое внимание привлекают орторомбические соединения $RMnO_3$, в которых магнитные свойства сильно зависят от редкоземельного иона. В орторомбических монокристаллах с R=Gd, Tb, Dy наблюдается магнитоэлектрический эффект [1]. При этом магнитное упорядочение марганцевой подсистемы при температуре Нееля в $DyMnO_3$ и $HoMnO_3$ различно, спиновая циклоида и антиферромагнитное упорядочение *E*-типа, соответственно. Последнее означает, что переходные составы $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$ открывают большие перспективы для исследования магнитоэлектрического эффекта, так как являются соединительным мостиком между двумя типами магнитного упорядочения. Подобных исследований еще не было проведено.

В работе исследуется магнитоэлектрический отклик серии образцов $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$ x=0..0.4. Обратный магнитоэлектрический эффект в работе является основным методом исследования, который позволяет определить изменение магнитного момента ΔM во внешнем электрическом поле E. Наряду с тем, что прямой магнитоэлектрический эффект исследуется достаточно часто, работ по обратному эффекту крайне мало. Такая ситуация возникла благодаря отсутствию готовых решений измерительных установок, которые необходимо разрабатывать и собирать самостоятельно.

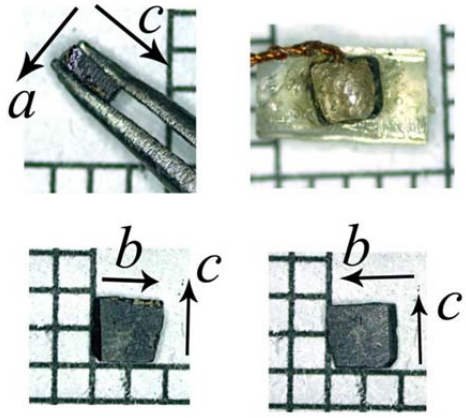


Рис. 1. Подготовленный к проведению измерений ME_E-эффекта образец состава $Dy_{0.7}Ho_{0.3}MnO_3$. Толщина пластинки вдоль a-направления 0.54 мм, масса 10.4 мг. Клетка 1x1 мм.

Монокристаллы $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$ с различной величиной замещения x были получены методом спонтанной кристаллизации из раствора в расплаве. Средний размер полученных монокристаллов составлял ~2 × 2 × 3 мм^3. На рисунке 1 в качестве иллюстрации объектов исследования показан образец с x=0.3. Рентгеноструктурный анализ показал, что полученные монокристаллы $DyMnO_3$ кристаллизуются в ромбической пространственной группе Pbnm.

Для измерений обратного магнитоэлектрического эффекта (ME_E-эффект) подготавливались образцы в форме плоского конденсатора. Для этого на предварительно отшлифованные грани монокристалла, перпендикулярные кристаллографической оси a (в система Pbnm), наносились обкладки из токопроводящей пасты на эпоксидной основе с серебряным наполнителем. Измерения обратного магнитоэлектрического эффекта (ME_E-

эффект) были проведены на собранной экспериментальной установке [2, 3, 4].

На рисунке 2 показаны результаты измерений восприимчивости первой гармоники магнитоэлектрического эффекта α_{ba} от магнитного поля для кристаллов $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$ с различной величиной замещения x. Величина α_{ba} отражает восприимчивость магнитного момента M_b к внешнему электрическому полю E_a, приложенному в направлении a, то есть на графиках представлена восприимчивость поперечного магниоэлектрического отклика. Стоит отметить, что величина α_{ba} отражает не весь отклик обратного магнитоэлектрического эффекта, а лишь его линейную по электрическому полю часть

$$\Delta M_b = \alpha(H)\cdot E + \beta(H)\cdot E^2 \qquad (1)$$

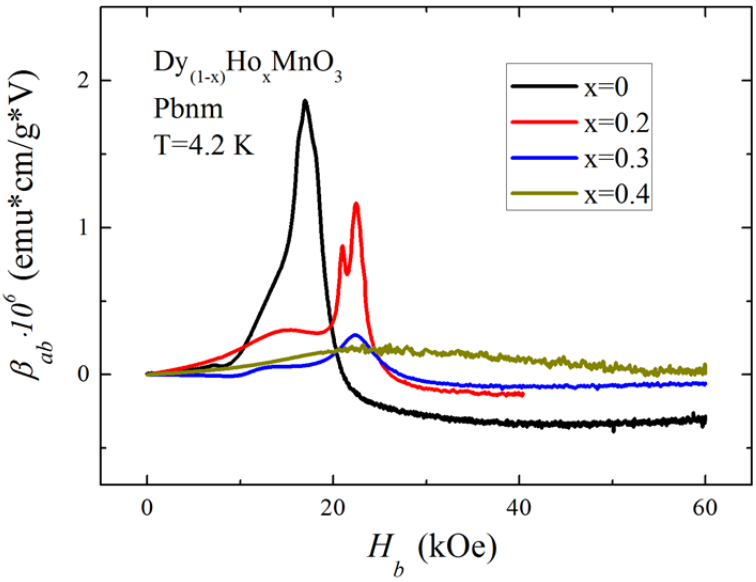


Рис. 2. Зависимости восприимчивости первой гармоники обратного магнитоэлектрического эффекта от внешнего магнитного поля в монокристаллах $Dy_{(1-x)}Ho_xMnO_3$ при различных величинах замещения x=0, 0.2, 0.3, 0.4, измеренные при температуре T=4.2 K.

Восприимчивость ME_E-эффекта $\alpha_{ba}(H)$ имеет максимум по магнитному полю, который связан с изменением направления спонтанной поляризации $P_c \rightarrow P_a$ во внешнем магнитном поле H_b. При этом как видно из рисунка 2 по мере увеличения замещения x максимум не только уменьшается по абсолютной величине, но и смещается в сторону больших магнитных полей, что свидетельствует о подавляющем характере влияния ионов Ho^{3+} на магнитоэлектрический эффект. Последнее может быть связано с изменением в магнитной структуре соединения, и, как следствие, подавлению спонтанной магнитострикции, продуцирующей модуляцию решетки и зарядовое упорядочение.

Список использованных источников:

1. Kimura T., Lawes G., Goto T., Tokura Y., Ramirez A. P. Magnetoelectric phase diagrams of orthorhombic $RMnO_3$ (R = Gd, Tb, and Dy)//Physical Review B – 2005 – 71 – 224425.
2. А. Д. Балаев, А. Л. Фрейдман, Реализация метода измерения ME_E-эффекта Астрова на базе вибрационного магнитометра. Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные. – 2014. – № 1. – С. 20–23.
3. Freydman A.L., Balaev A.D., Dubrovskiy A.A., Eremin E.V., Temerov V.L., and Gudim I.A. Direct and inverse magnetoelectric effects in $HoAl_3(BO_3)_4$ single crystal. J. Appl. Phys. – 2014. – 115. – 174103.
4. Freydman A.L., Erofeev D.A., Temerov V.L., and Gudim I.A. The Magnetoelectric ME_E-Effect in the SmFe3(BO3)4 Multiferroic in DC and AC Electric Fields J. Appl. Phys. . – 2018. – 124. – 134101.

УДК 537.622

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ ОБРАТНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТ В СТРУКТУРЕ FeCoSiB-AlN

Хайес П.
научный сотрудник Института материаловедения, г. Киль, Германия
Бурдин Д.А.
к.ф.-м.н., научный сотрудник научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА – Российский технологический университет
Экономов Н.А.
к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет
Чашин Д.В.
к.т.н, ведущий инженер научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет
Фетисов Ю.К.
д.ф.-м.н., профессор, директор научно-образовательного центре «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет

Аннотация *В структуре AlN-Borosil-FeCoSiB обнаружен обратный магнитоэлектрический эффект на частоте второй моды толщинных колебаний боросиликатной подложки 32.4 МГц, лежащей вблизи верхней границы высокочастотного диапазона.*
Ключевые слова*: магнитострикция, пьезоэффект, магнитоэлектрический эффект*

HIGH-FREQUENCY CONVERSE MAGNETOELECTRIC EFFECT IN A FeCoSiB-AlN STRUCTURE

Hayes P.
Ph.D., Researcher, Institute of Material Science, Kiel, Germany
Burdin D.A.
Ph.D., Researcher, Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University
Ekonomov N.A.
Ph.D., Associate Professor, Senior Researcher of the Scientific and Educational Center "Magneto-Electrical Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University
Chashin D.V.
Ph.D., Leading Engineer of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University
Fetisov Y.K.
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Director of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

Abstract *In the AlN-Borosil-FeCoSiB structure, an converse magnetoelectric effect was found at the frequency of the second mode of thickness vibrations of the borosilicate substrate 32.4 MHz, which lies near the upper limit of the high-frequency range.*
Key words: *magnetostriction, piezoelectric effect, converse magnetoelectric effect*

В композитных структурах пьезоэлектрик (ПЭ) –ферромагнетик (ФМ) наблюдается сильный магнитоэлектрический (МЭ) эффект [1], т.е. взаимное преобразование электрических и магнитных полей. Наибольшая величина МЭ восприимчивости достигается в условиях резонансного усиления, когда частота МЭ сигнала совпадает с частотой акустического резонанса структуры. Как правило, для этого используют низшие моды изгибных и продольных колебаний, соответствующие частотам в пределах 100 Гц - 1 МГц. Интерес представляют способы реализации МЭ устройств, работающих в высокочастотном (ВЧ) диапазоне. В данной работе описан способу повышения частоты эффективного МЭ преобразования в трёхслойной структуре AlN-Borosil-FeCoSiB.

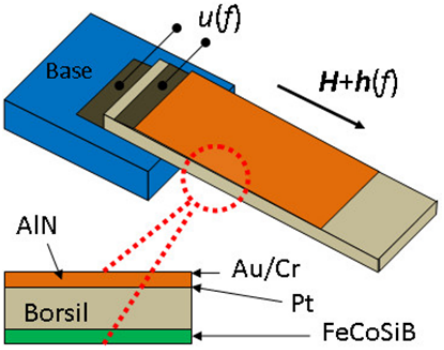


Рис. 1. Схематическое изображение МЭ структуры.

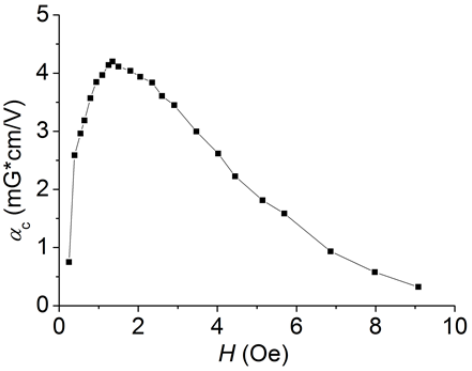


Рис. 2. Полевая зависимость обратного МЭ коэффициента.

Исследуемый МЭ резонатор имел форму балки длиной 20 мм и шириной 3 мм, закреплённой на одном конце. Внешний вид образца, взаимное расположение слоев и направления полей приведены на рис.1. Толщины слоев составляли: AlN – 2 мкм, FeBSiC – 2 мкм, Borocil – 150 мкм. Вдоль длинной стороны балки прикладывали постоянное магнитное поле H. Возбуждающее переменное электрическое напряжение с амплитудой u = 1 В и частотой 32.4 МГц, совпадающей с частотой второй моды толщинных колебаний структуры, подавали на обкладки ПЭ слоя. Измеряли электрическое напряжение, генерируемое охватывающей образец считывающей катушкой. По амплитуде напряжения оценивали изменение индукции в ФМ слое. На рис.2 показана полевая зависимость МЭ коэффициента $\alpha_B = B/E$ (где B – изменение индукции магнитного поля в ФМ слое структуры, вызванное электрическим полем E) измеренная с помощью анализатора цепей Agilent E5061b. Видно, что МЭ коэффициент растёт от нуля при H=0, достигает значения 4 мГс·см/В при H=1.5 Э, а затем монотонно уменьшается, что подтверждает его МЭ природу.

Таким образом, впервые обнаружен и исследован обратный резонансный МЭ эффект на частоте, близкой к верхней границе ВЧ диапазона. Полученные результаты могут быть использованы при создании высокочастотных МЭ устройств.

Работа поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, грант 20-07-00811.

Список использованных источников:

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. −2010. −V.103. −P. 031101.

УДК 537.635:538.935:539.216:621.793.18

РОЛЬ УПРУГО-НАПРЯЖЁННОГО СОСТОЯНИЯ В СТРУКТУРЕ ПЕРМЕНДЮР /ЦИРКОНАТ ТИТАНАТ СВИНЦА С МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЭФФЕКТОМ

Стогний А.И.

к.ф.-м.н., в.н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

Новицкий Н.Н.

к.ф.-м.н., с.н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

Шарко С.А.

к.ф.-м.н., с.н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

Серокурова А.И.

к.ф.-м.н., н.с., ГО «НПЦ НАН Беларуси по материаловедению»

Поддубная Н.Н.

к.ф.-м.н., с.н.с., ГНУ «Институт технической акустики НАН Беларуси»

Аннотация. *В данной работе показано, что в слоистой структуре в виде тонкого (~2 мкм) слоя пермендюра на подложке сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата титаната свинца, полученной методом ионно-лучевого распыления – осаждения с предварительной ионно-лучевой планаризацией поверхности подложки, упругие свойства приинтерфейсных областей вносят более заметный вклад в формирование магнитоэлектрических свойств, чем магнитострикция ферромагнитного слоя.*

Ключевые слова: *ионно-лучевое распыление – осаждение, ионно-лучевая планаризация, слоистые структуры ферромагнетик /сегнетоэлектрик, интерфейс ферромагнетик /сегнетоэлектрик, магнитоэлектрический эффект*

THE ROLE OF THE ELASTIC-STRESSED STATE IN THE PERMENDUR /LEAD ZIRCONATE TITANATE STRUCTURE WITH A MAGNETOELECTRIC EFFECT

Stognij A.I.

Ph. D., leading researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

Novitskii N.N.

Ph. D., senior researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

Sharko S.A.

Ph. D., senior researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

Serokurova A.I.

Ph. D., researcher, Scientific-Practical Materials Research Centre NAS of Belarus

Poddubnaya N.N.

Ph. D., senior researcher, The Institute of Technical Acoustics of NAS of Belarus

Annotation. *In this work, it is shown that in a layered structure in the form of a thin (~2 μm) permendur layer on a ferroelectric ceramic substrate based on lead titanate zirconate, obtained by ion-beam sputtering - deposition with preliminary ion-beam planarization of the substrate surface, the elastic properties of the interface regions make a more noticeable contribution to the magnetoelectric properties than the magnetostriction of the ferromagnetic layer.*
Keywords: *Ion beam sputtering - deposition; ion beam planarization; layered ferromagnetic/ferroelectric structures; ferromagnetic/ferroelectric interface; magnetoelectric effect*

Композиционные материалы на основе слоистых структур ферромагнетик/сегнетоэлектрик имеют важное практическое значение. Существующий в них магнитоэлектрический (МЭ) эффект [1] при комнатной температуре перспективен для применения в преобразователях магнитных и электрических величин, например, в энергонезависимых датчиках магнитных полей. Он заключается во взаимодействии электрической и магнитной упорядоченных подсистем посредством механической деформации.

Существующие методы формирования слоистых структур, основанные на механическом соединении ферромагнитных (ФМ) и сегнетоэлектрических (СЭ) слоев, например, путем склеивания [1], не удовлетворяют требованиям термостабильности и воспроизводимости их МЭ характеристик при повышенных температурах. С другой стороны, это не позволяет проводить их обработку стандартными методами микроэлектроники. Непосредственное же напыление слоя ФМ металла на СЭ подложку методом ионно-лучевого распыления – осаждения [2, 3] после предварительной ионно-лучевой планаризации её поверхности делает возможным формирование термостабильного плоскопараллельного интерфейса ферромагнетик /сегнетоэлектрик и получение структур с МЭ эффектом при комнатной температуре.

В данной работе методом ионно-лучевого распыления была получена слоистая структура в виде ФМ слоя пермендюра толщиной 2 мкм на подложке СЭ керамики PZT состава $PbZr_{0,45}Ti_{0,55}O_3$ толщиной 400 мкм.

СЭ керамика на основе PZT состава $PbZr_{0,45}Ti_{0,55}O_3$ синтезировалась в виде таблеток диаметром 8 мм и толщиной 400 мкм по стандартной технологии методом твердофазного синтеза [2]. Поверхность керамических подложек последовательно обрабатывалась методами механохимического полирования и ионно-лучевой планаризации с целью доведения ее среднеквадратической шероховатости до наноразмерного уровня.

Операция ионно-лучевой планаризации состояла из двух этапов. На первом этапе производилось напыление планаризующего слоя PZT толщиной 0,2 мкм посредством распыления соответствующей мишени ионами кислорода с энергиями 1,2-1,4 кэВ. На втором этапе поверхность подложки с напылённым слоем подвергалась распылению ионами кислорода с энергией 0,4 кэВ.

Затем на планаризованную поверхность керамической подложки наносился слой ФМ металла методом ионно-лучевого распыления мишени пермендюра (Co 49%, Fe49%, V 2%) ионами аргона с энергией 1,4 кэВ.

Поляризация образцов осуществлялась в постоянном электрическом поле 4 кВ/мм в течение двух часов при температуре 150°C. Магнитоэлектрические измерения проводились при комнатной температуре в постоянном и переменном магнитных полях на частоте 1 кГц, согласно [4].

Случайная ориентация кристаллитов является причиной развитой поверхности керамических образцов (**рис. 1** *а*). Средний размер неровностей в вертикальном направлении (как выступов, так и впадин) составляет порядка 1 мкм, т.е. такого же масштаба, что и размер кристаллитов. Невозможность получения качественного сплошного слоя металла на такой поверхности, а, следовательно, и плоскопараллельного термостабильного интерфейса металл/подложка требует применения специальных методов планаризации.

Слой металла на поверхности керамической подложки в дефектных участках подвергается механическим напряжениям, не связанным с рассогласованием параметров кристаллических решеток и различием в коэффициентах теплового расширения. Однако в местах непо-

средственного контакта с поверхностью монокристаллических зерен тот же самый слой подвергается механическим напряжениям из-за несовпадения параметров кристаллических решеток и коэффициентов теплового расширения. Это приводит к разрушению слоистой структуры при термическом воздействии (**рис. 1** *б*).

а *б* *в*

Рис. 1. Поперечное сечение исходного керамического образца полученное с помощью РЭМ (а). Поверхность образцов Pdr (2 мкм) /PZT (400 мкм) после термоциклирования в диапазоне от –50 до +150° С до (б) и после (в) ионно-лучевой планаризации подложки PZT. Pdr – пермендюр

При ионно-лучевой планаризации поверхности керамической подложки происходит уменьшение её характерных выступов и впадин и полное удаление мелких особенностей рельефа. В результате этого происходит усиление адгезии между слоем металла и подложкой. Интерфейс становится плоскопараллельным и гладким, а слоистая структура при термическом воздействии не подвергается деградации и сохраняет свой внешний вид (**рис. 1** *в*).

Зависимость линейного МЭ коэффициента по напряжению α_E полученной в данной работе структуры в виде слоя пермендюра на планаризованной подложке PZT от величины постоянного магнитного поля представлена на **рис. 2**. Электрический отклик при МЭ взаимодействии в композитах определяется упруго-механическим и магнитным воздействием, соответственно, через пьезоэлектрический и МЭ коэффициенты [1]:

$$\boldsymbol{D} = e\boldsymbol{S} + \varepsilon\boldsymbol{E} + \alpha\boldsymbol{H}, \quad (1)$$

где $\boldsymbol{D}$ – электрическая индукция, $\boldsymbol{S}$ – деформация, $\boldsymbol{E}$ – напряжённость электрического поля, $\boldsymbol{H}$ – напряжённость магнитного поля; e – пьезоэлектрический коэффициент, ε – диэлектрическая проницаемость, α – магнитоэлектрический коэффициент. Магнитоэлектрический коэффициент представляет собой произведение пьезоэлектрического и пьезомагнитного модулей [1]. Отсюда следует, что с уменьшением толщины ФМ слоя роль границы раздела в формировании МЭ свойств должна возрастать. Это эквивалентно усилению вклада упругой деформации ФМ и СЭ компонент на интерфейсе с одновременным ослаблением влияния магнитострикции ФМ слоя. Минимальная толщина слоя ФМ металла, находящегося в упруго-напряжённом состоянии, составляет 0,12 мкм, поэтому относительный вклад этой области в МЭ эффект, определяемый отношением её толщины к толщине слоя металла, равен 0,12 мкм/2 мкм = 0,06.

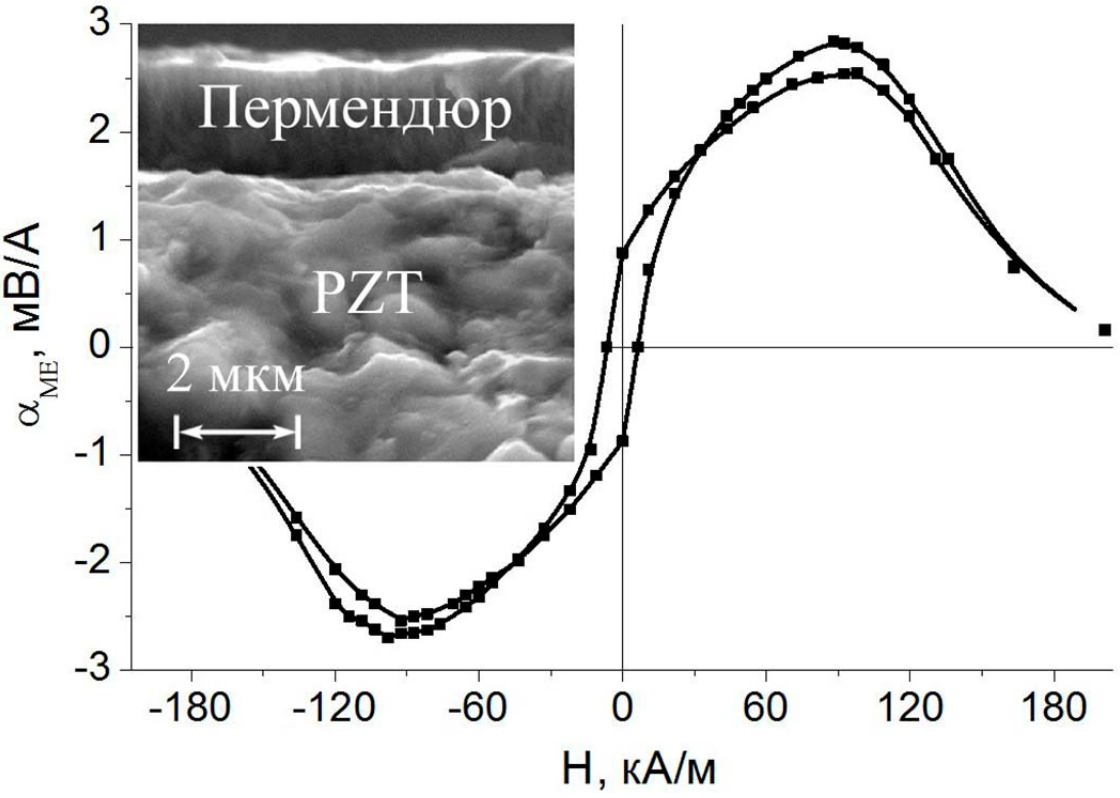


Рис. 2. Полевая зависимость низкочастотного МЭ коэффициента по напряжению гетероструктуры Pdr (2 мкм) /PZT (400 мкм). Pdr – пермендюр. На вставке слева – поперечное сечение интерфейса Pdr/PZT

Т.о. показано, что в полученной методом ионно-лучевого распыления – осаждения слоистой структуре в виде слоя пермендюра толщиной 2 мкм на подложке сегнетоэлектрической керамики на основе цирконата титаната свинца толщиной 400 мкм в формирование магнитоэлектрических свойств упругие напряжения области ферромагнетика вблизи интерфейса вносят больший вклад, по сравнению с магнитострикцией.

Работа выполнена при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и Российского фонда фундаментальных исследований в рамках совместного проекта Ф20Р-115 и грантов РФФИ № 19-08-00643 и 18-29-11026.

Список использованных источников:

1. Nan C.-W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions / J. Appl. Phys. – Vol. 103, 2008. – p. 031101-35.

2. Стогний А.И., Новицкий Н.Н., Шарко С.А., Беспалов А.В., Голикова О.Л., Кецко В.А. Формирование плоскопараллельной межфазной границы в гетероструктуре $Ni/PbZr_{0,2}Ti_{0,8}O_3$ / Неорганические материалы. № 8, Т.48, 2012. – с. 947-951.

3. Stognij A.I., Sharko S.A., Serokurova A.I., Trukhanov S.V., Trukhanov A.V., Panina L.V., Ketsko V.A., Dyakonov V.P., Szymczak H., Vinnik D.A., Gudkova S.A., Poddubnaya N.N., Singh C., Yang Y. Preparation and investigation of the magnetoelectric properties in layered cermet structures / Ceramics International. – No. 10, Vol. 45, 2019. – p. 13030-13036.

4. Petrov V.M., Srinivasan G., Laletin V.M., Bichurin M.I., Tuskov D.S., Poddubnaya N.N. Magnetoelectric effects in porous ferromagnetic-piezoelectric bulk composites: Experiment and theory / Physical Review B. – Vol. 75, 2007. – p. 174422-6.

УДК 537.622

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НЕЛИНЕЙНОГО МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В КОМПОЗИТНОЙ СТРУКТУРЕ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ФЕРРОМАГНИТНОГО СПЛАВА

Бурдин Д.А.
к.ф.-м.н., научный сотрудник научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА – Российский технологический университет
Экономов Н.А.
к.ф.-м.н., доцент, старший научный сотрудник научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет
Чашин Д.В.
к.т.н, ведущий инженер научно-образовательного центра «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет
Фетисов Ю.К.
д.ф.-м.н., профессор, директор научно-образовательного центре «Магнитоэлектрические материалы и устройства», МИРЭА - Российский технологический университет

Аннотация *Исследовано влияние частоты на амплитуду нелинейного МЭ эффекта в двухслойных структурах пьезоэлектрик-аморфный ферромагнетик. Обнаружено, что с ростом частоты возбуждающих магнитных полей от 100 кГц до 4 МГц МЭ отклик монотонно уменьшается более, чем на порядок.*
Ключевые слова*: магнитострикция, пьезоэффект, нелинейный магнитоэлектрический эффект*

FREQUENCY DEPENDENCE OF A NONLINEAR MAGNETOELECTRIC EFFECT IN A COMPOSITE STRUCTURE BASED ON AMORPHOUS FERROMAGNETIC ALLOY

Burdin D.A.
Ph.D., Researcher, Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University
Ekonomov N.A.
Ph.D., Associate Professor, Senior Researcher of the Scientific and Educational Center "Magneto-Electrical Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University
Chashin D.V.
Ph.D., Leading Engineer of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University
Fetisov Y.K.
Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Director of the Scientific and Educational Center "Magnetoelectric Materials and Devices", MIREA - Russian Technological University

Abstract *The influence of frequency on the amplitude of the nonlinear ME effect in two-layer piezoelectric-amorphous ferromagnet structures is investigated. It was found that with an increase in the frequency of exciting magnetic fields from 100 kHz to 4 MHz, the ME response monotonically decreases by more than an order of magnitude.*
Key words: *magnetostriction, piezoelectric effect, nonlinear magnetoelectric effect*

В слоистых структурах пьезоэлектрик (ПЭ) – магнитострикционный ферромагнетик (ФМ) наблюдается магнитоэлектрический эффект (МЭ), заключающийся в изменении поляризации ПЭ слоёв под действием внешнего магнитного поля. Наибольшей величины МЭ эффект достигает при возбуждении структуры переменным магнитным полем с частотой, совпадающей с одним из её акустических резонансов. В области низких частот (до 100 кГц) резонансный МЭ эффект за последние годы хорошо изучен, однако в ряде публикаций сделана попытка перейти из низкочастотного диапазона в область высоких и сверхвысоких частот [1]. Как правило, при этом уменьшают геометрические размеры структуры, чтобы повысить частоту основной моды планарных акустических колебаний, что неизбежно приводит к усложнению технологии изготовления. Альтернативным путём реализации резонансного МЭ эффекта в области высоких частот может быть применение обнаруженного ранее эффекта нелинейного смешения магнитных полей [2], наиболее выраженного в структурах на основе аморфных ферромагнитных сплавов.

В данной работе экспериментально изучалась возможность совмещения двухчастотного возбуждения МЭ структуры в ВЧ диапазоне со считыванием на частоте акустического резонанса в области НЧ. Исследуемые образцы представляли собой двухслойные структуры ПЭ-ФМ с размерами в плоскости 5 мм х 15 мм. В качестве материалов ПЭ слоёв были использованы пластины ЦТС-19 толщиной 200 мкм и монокристаллического лантан-галлиевого танталата (лангатата) X-среза толщиной 450 мкм. На поверхность ПЭ слоя наносились Ag электроды методом вжигания. Во всех структурах магнитострикционный слой изготавливался из фольги аморфного сплава FeCoSiB толщиной 25 мкм или 15 мкм. Слои структуры скреплялись с помощью цианакрилатного клея Cosmo CA-500.200, либо пайкой низкотемпературным припоем. Образец закреплялся консольно на одном конце и помещался в соленоид, содержащий две обмотки провода ПЭВ диаметром 3 х 0.2 мм по 10 витков каждая. Электроды ПЭ слоя подключались на вход синхронного усилителя SR850, напряжение на выходе которого регистрировалось с помощью мультиметра Fluke 45. Обмотки соленоида запитывались от двух генераторов Agilent 33210a. Подавая гармоническое возбуждение на одну из обмоток, измеряли амплитудно-частотные характеристики МЭ эффекта каждой из структур (рис.1). На типичной частотной зависимости на частоте $f_1 \approx 5$ кГц наблюдается максимум, соответствующий основной моде изгибных колебаний структуры, а на частоте $f_2 \approx 75$ кГц – продольным колебаниям образца.

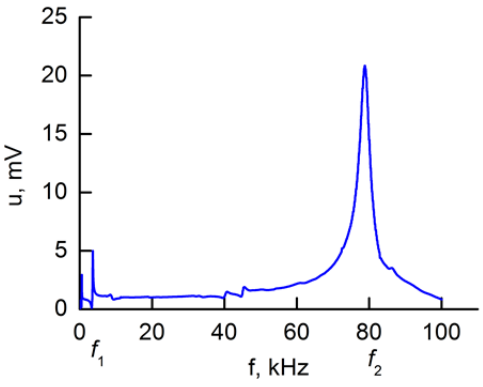


Рис. 1. Зависимость напряжения и с катушки от частоты f возбуждающего поля при H=5 Э.

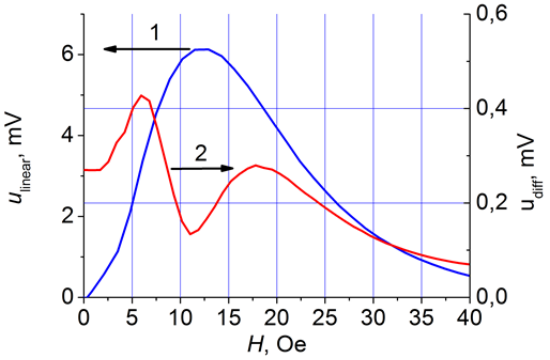


Рис. 2. Типичная зависимость от постоянного поля: 1 – линейного резонансного МЭ эффекта; 2 - нелинейного резонансного МЭ эффекта.

Далее, фиксируя частоту возбуждения на одном из резонансов, записывали полевую зависимость МЭ напряжения (рис.2 – кривая 1). Максимум величины линейного МЭ эффекта соответствовал полю $H_m = 12$ Э.

Для исследования нелинейного эффекта на обмотки соленоида подавали напряжение 10 В с

частотами f и $f + f_1$. Сигнал с ПЭ слоя подавали на вход фильтра SR650 с полосой пропускания от 4кГц до 6 кГц. Изменяя величину постоянного магнитного поля H, измеряли напряжение на выходе фильтра с помощью вольтметра переменного тока АКИП-2401. На рис. 2 показана типичная полевая зависимость сигнала с разностной частотой f_1. Видно, что кривая имеет два максимума: при 7 Э и при 15 Э. Варьируя частоту f, снимали серию полевых зависимостей для каждого образца. На рис. 3 построены зависимости нормированного максимального напряжения на разностной частоте для четырёх образцов. Видно, что форма кривых практически совпадает: сигнал от 1 на 100 кГц монотонно падает до 0.1 при 4 МГц.

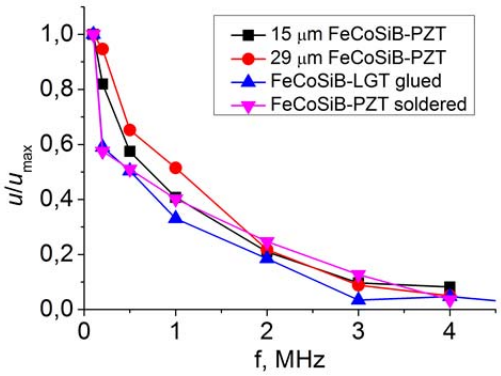


Рис. 3. Зависимость нормированной амплитуды сигнала с разностной частотой от частоты возбуждения.

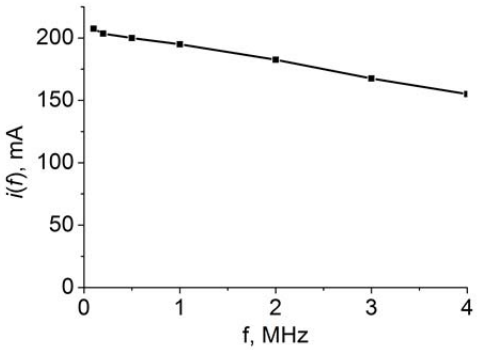


Рис. 4. Зависимость амплитуды переменного поля от частоты.

Одинаковый характер поведения величины нелинейного МЭ сигнала в образцах с разными материалами ПЭ слоёв, разным способом скрепления слоёв и с разной толщиной ФМ слоя говорит о том, что причина наблюдаемого затухания МЭ эффекта с ростом частоты связана с частотными характеристиками магнитострикции аморфного ФМ слоя.

Исследования поддержаны Российским фондом фундаментальных исследований, грант 20-07-00811.

Список использованных источников:

1. Nan C.W., Bichurin M.I., Dong S., Viehland D., Srinivasan G. Multiferroic magnetoelectric composites: Historical perspective, status, and future directions // J. Appl. Phys. −2010. −V.103. −P. 031101.

2. Burdin D.A., Chashin D.V., Ekonomov N.A., Fetisov L.Y., Fetisov Y.K., Srinivasan G., Sreenivasulu G. Nonlinear magneto-electric effects in ferromagnetic-piezoelectric composites // J. Mag. Magn. Mater., −2014. −V. 358-359. −P. 98-104.

УДК 537.624.4

НЕОДНОРОДНЫЙ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В (011)-ПЛЕНКАХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

Вахитов Р.М.

д.ф.-м.н., профессор теоретической физики, Физико-технический институт БашГУ

Юмагузин А.Р.

доцент кафедры теоретической физики, Физико-технический институт БашГУ

Ахмадеева Г.Т.

бакалавр 4-го курса, Физико-технический институт БашГУ

Аннотация. *В работе изучается структура и свойства 180-градусной доменной границей (180^0-ДГ) (011)-пленки с учетом флексомагнитоэлектрического эффекта. Показано, что в области переориентации доменной границы, ее структура меняется и становится квазиблоховской, что приводит к проявлению флексомагнитоэлектрического эффекта.*

Ключевые слова: *магнитоэлектрический эффект, ферриты-гранаты*

INHOMOGENEOUS MAGNETOELECTRIC EFFECT IN A (011)-ORIENTED FERRITE-GARNET FILM

Vakhitov R.M.

Professor of the Theoretical Physics Department of Bashkir State University

Yumaguzin A.R.

Associate Professor of the Theoretical Physics Department of Bashkir State University

Akhmadeeva G.T.

4th year bachelor of the Theoretical Physics Department of Bashkir State University

Keywords: *magnetoelectric effect, ferrite-garnets.*

Пленки ферритов-гранатов, которые до недавнего времени характеризовались, как уникальные многофункциональные магнетики [1,2], в настоящее время показали себя еще с одной стороны, а именно как магнитоэлектрические материалы. Последние вызывают повышенный интерес у исследователей в связи с возможностью их использования в различных устройствах спинтроники. В свое время, в пленках ферритов-гранатов был выявлен гигантский линейный магнитоэлектрический эффект при комнатных температурах [3]. Значительно позже в них был обнаружен еще один подобный эффект такого же порядка [4], (названный впоследствии флексомагнитоэлектрическим [1]), который заключался в смещении доменной границы (ДГ) под действием неоднородного электрического поля. Было установлено, что одной из особенностей наблюдаемого эффекта является зависимость степени его проявления от ориентации развитой поверхности пленки: в (210)-ориентированной пленке эффект проявляется наиболее сильно, (011)-пленке более слабо, а в (111)-пленке-вообще не наблюдался. Очевидно, что для объяснения подобной зависимости необходимо исследовать возможные типы микромагнитных структур, имеющихся в каждой из рассматриваемых пленок и выявить их топологические особенности. Так, анализ доменной структуры, возможной в пластине типа (210), показал [5], что вне зависимости от значений констант магнитной анизотропии и других материальных параметров образца в ней всегда реализуются 180^0-ДГ с некруговой траекторией вектора намагниченности **M**, что создает условия для проявления флексомагнитоэлектрического эффекта [1]. Однако такой

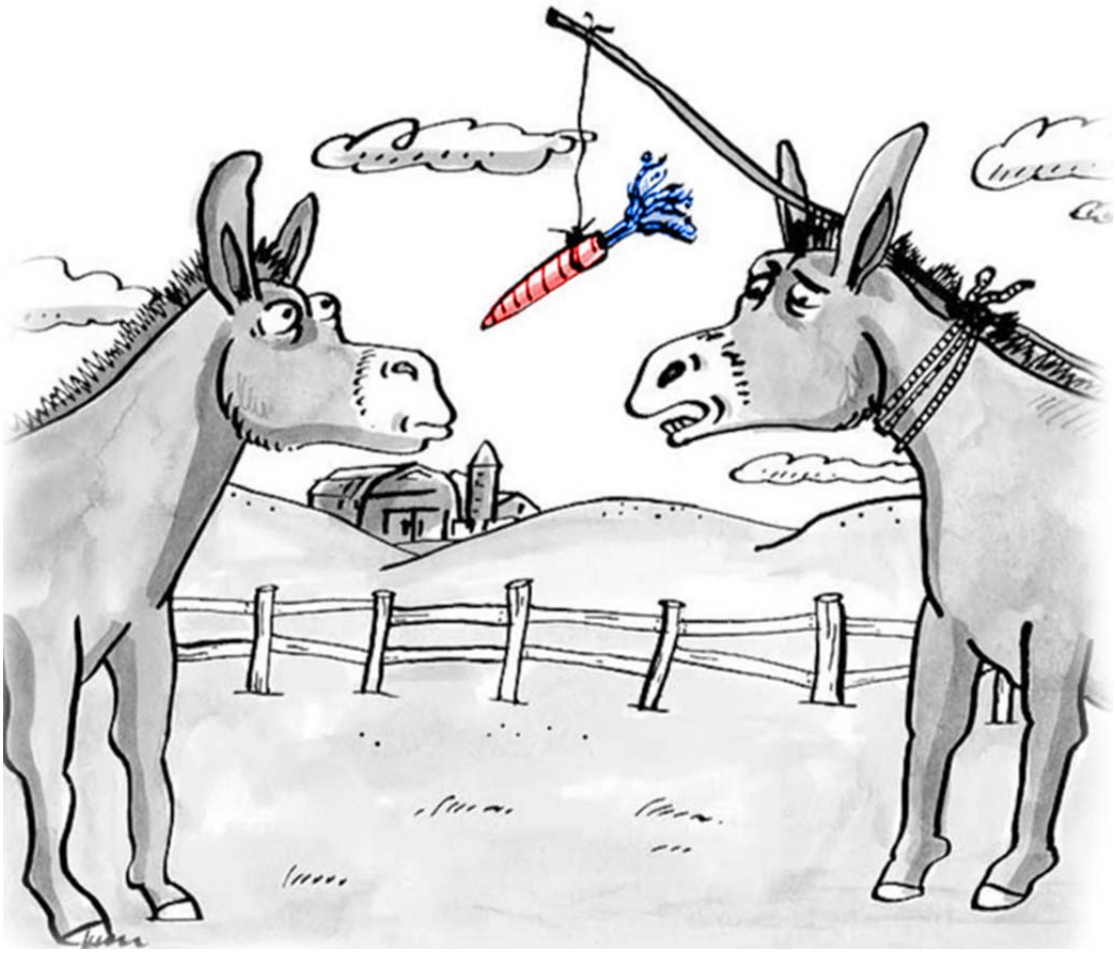
детальной картины доменной структуры, возможной в (011)-пленке в литературе отсутствует. С этой целью в данной работе были изучены структура и свойства 180^0-ДГ в области значений материальных параметров (011)-пленки, в которой устойчива магнитная фаза с M||[011] (ЦМД-область [4]). Выявлено, что в данной области 180^0-ДГ блоховского типа могут иметь две ориентации плоскости вращения магнитных моментов относительно кристаллографических осей, определяемая углом ψ (ψ=0, π/2). Однако из анализа устойчивости этих ДГ следует, что 180^0-ДГ с ψ=0 и 180^0-ДГ с ψ=π/2 имеют разные области существования: при $æ_1>0$, ($æ_1=K_1/K_u$, где K_1, K_u – константы кубической и перпендикулярной анизотропии, соответственно), они пересекаются, а при $æ_1<0$ существуют в разных областях, между которыми имеется некий промежуток, где оба типа решений неустойчивы. В то же время, численное интегрирование уравнений Эйлера-Лагранжа для рассматриваемого магнетика показывает, что в этом промежутке реализуется решение, которому соответствует 180^0-ДГ с неблоховской структурой и со значением ψ, лежащим в интервале $0 < \psi < \pi/2$. Таким образом, в данной области происходит переориентация плоскости 180^0-ДГ от одного направления (ψ=0) к другому (ψ=π/2) с трансформацией ее структуры, которая сопровождается выходом намагниченности из плоскости ДГ. При этом максимальное значение угла выхода из плоскости ДГ φ_m, как показывают расчеты, не превышает 10^0, т.е. $\varphi_m<10^0$. С другой стороны максимальная величина индуцированной в области ДГ электрической поляризации пропорциональна φ_m. Этим возможно и объясняется слабое проявление флексомагнитоэлектрического эффекта в (011)-пленке ферритов-гранатов.

Список использованных источников:

1. Randoshkin V.V. et al // *Sov.Tech.Phys.Lett.*. – 1989. – № 15. –С. 553.
2. Kozhaev M.A. et al *// JETP Lett.* . – 2016. – № 104.– С. 833-837.
4. Pyatakov A.P. et al // *Physics-Uspekhi.* – 2015. – № 58.– С. 981-992.
3. Krichevtsov B.B., Pavlov V.V., Pisarev R.V. // *JETP Lett.* –1989. – № 49. – С. 535-539.
5. Vakhitov R.M., Iskhakova R.R., Yumaguzin A.R. // *Phys.of the Sol. State.* – 2018. – № 60. – С. 925-935.

Осел ослу помочь бессилен
В приобретении извилин...

Сергей Смирнов



МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ РАЗДЕЛОВ «МАГНЕТИЗМ» И «МАГНИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ» В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

УДК 378.147.88

САМОСТОЯТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТУДЕНТОВ «ИЗМЕРЕНИЕ НАЧАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ СЕРДЕЧНИКОВ» В УСЛОВИЯХ ДИСТАНЦИОННОГО ОБУЧЕНИЯ

Александрова Н.В.

к.т.н., доцент кафедры общей физики, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

Шутов А.В.

тьютор кафедры общей физики, Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

Аннотация. *Обсуждается проведение лабораторного практикума по физике по электромагнетизму для студентов технических вузов в условиях дистанционного обучения. Представлен опыт выполнения студентами самостоятельного домашнего исследования на тему «Измерение начальной магнитной проницаемости ферромагнитных сердечников» с помощью виртуальных приборов.*

Ключевые слова: *лабораторный практикум, дистанционное обучение, магнитная проницаемость, ферромагнитные материалы.*

STUDENTS' INDEPENDENT STUDY "MEASURING OF INITIAL MAGNETIC PERMEABILITY OF FERROMAGNETIC CORES"

Alexandrova N.V.

Candidate of Sciences (PhD) in Technology, Associate Professor of the General Physics Department of the National Research Unclear University (MEPhI)

Shutov A.V.

Tutor of the General Physics Department of the National Research Unclear University (MEPhI)

Annotation*: The discussion concerns the physics laboratory workshop on electromagnetism for technology students of institutions of higher education being on distance learning. Hereby is presented an experiment of conduct by the students of independent home study with the subject "Measuring of initial magnetic permeability of ferromagnetic cores" using virtual instruments.*

Key words*: laboratory workshop, distance learning, magnetic permeability, ferromagnetic materials.*

Сложившая неблагоприятная эпидемиологическая ситуация внесла значительные коррективы в обучение физики студентов инженерных вузов. В третьем семестре учебными планами НИЯУ МИФИ предусмотрено проведение лабораторного практикума по электромагнетизму. Из-за перехода на дистанционное обучение пришлось отказаться от занятий в лабораториях университета. Использование виртуальных измерительных приборов является современной тенденцией в силу дешевизны, расширения возможностей и сферы применения. Однако целесообразно даже в непростых сегодняшних условиях осуществлять экспериментальное изучение реальных объектов и образцов.

Для получения навыков проведения физического эксперимента и использования электроизмерительного оборудования в курсе «Электричество и магнетизм», группе студентов, находящихся на дистанционном обучении, в том числе предлагалось реализовать в домашних условиях экспериментальное исследование по определению начальной магнитной проницаемости различных ферромагнитных материалов в слабых магнитных полях. Студентами был выбран метод изменения индуктивности соленоида при помещении в него сердечника с ферромагнитными свойствами. В качестве образцов для измерения использовались сердечники из феррита и железа.

Суть метода состоит в том, чтобы найти величину начальной магнитной проницаемости ферромагнитного материала по отношению измеренных индуктивностей соленоида с сердечником и без него, так как величина индуктивности бесконечно длинного соленоида прямо пропорциональна магнитной проницаемости сердечника [1, 2].

Полноценные установки для получения этой характеристики в технических вузах предусматривают снятие начальной кривой намагничивания и получения зависимости проницаемости ферромагнитного образца от напряженности магнитного поля [3]. Необходимость изменять величину переменного тока в цепи обмотки соленоида в больших пределах не позволяет рекомендовать этот метод для домашнего использования.

В качестве необходимого измерительного оборудования, были рекомендованы виртуальный осциллограф и генератор на основе персонального компьютера [4] (рис. 1). Так как оцифровка и генерация сигнала компьютера происходит с помощью звуковой карты, частотные характеристики и выходная мощность были ограничены. Чувствительность осциллографа определяется входным уровнем микрофонного входа. Также особенностью применения звуковой карты является единый «общий» провод генератора и осциллографа.

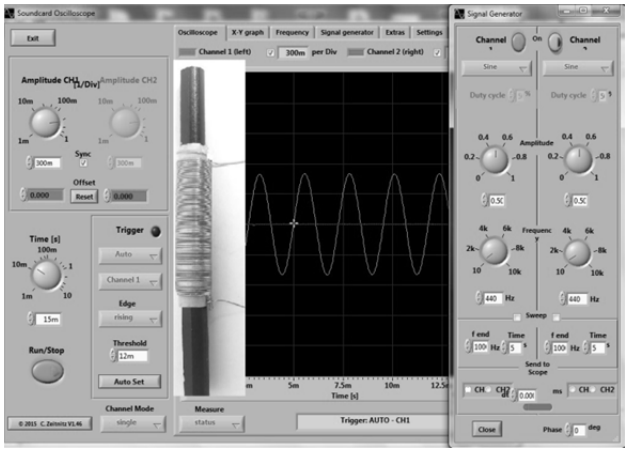


Рис.1. Общий вид экрана виртуального оборудования и образца

Как приоритетный, выбирался метод исследования, доступный для реализации в домашних условиях. Для измерения индуктивности могли быть использованы: метод амперметра - вольтметра - частотомера и резонансный метод. Первый метод подразумевает определение реактивного сопротивления соленоида и расчет индуктивности при известной частоте. Второй метод позволяет определить индуктивность при известной емкости, применяя формулу Томсона, с учетом активного сопротивления и построения векторных диаграмм.

При изменении частоты генератора, определяется собственная частота колебательного контура по максимуму тока в цепи. При этом используется схема последовательного колебательного контура. Выбор значения резистора как датчика тока, был ограничен необходимостью сохранения высокой добротности намотки соленоида. Это также необходимо было учитывать при выборе диаметра медной проволоки обмотки соленоида. Низкая добротность контура не позволила бы студенту однозначно определить

момент максимума тока при перестройке частоты. Конденсатор выбирался исходя из необходимости попадания в частотный диапазон полосы пропускания осциллографа-звуковой карты (20-20000 Гц). Это требование сохраняется и для первого метода, где частота измерения уже самостоятельно выбирается студентом.

При использовании резонансного метода, помимо регистрации максимума тока, можно находить максимальное значение напряжения отдельно на реактивных элементах при перестройке частоты, переставляя элементы схемы, по очереди подключая их к входу осциллографа. Отклонение найденных частот от частоты резонанса будет незначительно при данной точности эксперимента. «Паразитная» емкость намотки катушки не учитывается по тем же причинам

Ферритовые стержни для эксперимента были вынуты из старых радиоприемников ДВ-СВ диапазона. Вещание в этих диапазонах прекращено, а приемники еще хранятся в семьях студентов. Временное изъятие стержней не повреждает конструкцию приемника, т.к. сама намотка производилась на бумажно-пластмассовые «гильзы». Другие ферромагнитные материалы, если их размеры не соответствовали размерам «гильзы», получались путем заполнения бумажных цилиндров мелкоизмельченными опилками различных сталей и сплавов с последующим уплотнением. Не исключалось изготовление сердечников необходимого диаметра и длины на токарном станке при наличии данной возможности. Качественная оценка магнитной проницаемости диамагнетиков и парамагнетиков может быть продемонстрирована при изготовлении сердечников из меди или алюминия соответственно.

Из-за особенности намотки проволоки соленоида для максимального приближения к теоретической формуле, необходимо было равномерно распределить обмотку в центральной части «гильзы». Тонкая «гильза» из диэлектрического материала необходима для смены исследуемого образца и сохранения для всех измерений одинаковых условий. Если ферромагнетик по своему диаметру отличался от диаметра гильзы, нарушалась достоверность величины индуктивности, полученная по теоретической формуле для ферромагнетика с известной начальной проницаемостью. В таком случае, студенту предлагалось наматывать проволоку непосредственно на исследуемый материал с максимально возможным сохранением намоточных данных.

По опыту организации и проведения домашнего лабораторного исследования «Измерение начальной магнитной проницаемости ферромагнитных сердечников» можно отметить эффективность данного вида учебной деятельности. Его отличают развитие познавательной активности студентов, научный поиск, получение практических навыков работы с оборудованием, что особенно актуально при дистанционном обучении. Предложенное самостоятельное исследование является предпочтительным по сравнению с выполнением полностью виртуальных лабораторных работ. Ознакомление с таким опытом будет, несомненно, полезно для преподавателей технических вузов.

Список использованных источников

1. Кухлинг Х. Справочник по физике. - М.: Мир, 1982. - 520 с.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.2. - М.: Лань, 2019. - 500 с.
3. Лабораторный практикум «Электромагнетизм»: Учебное пособие / Под ред. В.Ф. Федорова. - М.: МИФИ, 2008. - 220 с.
4. Soundcard Oscilloscope - [Электронный ресурс] - URL: https://www.zeitnitz.eu/Scope_en (дата обращения 1.04.21).

УДК 537.611.44

К ВОПРОСУ О ПРЕПОДАВАНИИ ТЕОРИИ МОЛЕКУЛЯРНОГО ПОЛЯ ВЕЙССА

Мироненко Ю.И.
студент, Донецкий национальный университет

Головчан А.В.
к.ф.-м.н., доцент, заместитель директора, Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

Аннотация. *Работа посвящена изложению основных моментов построения теории молекулярного поля Вейсса.*
Ключевые слова: *магнитные фазовые переходы, теория молекулярного поля.*

TO THE QUESTION OF TEACHING THE WEISS MEAN FIELD THEORY

Mironenko Yu.I.
student, Donetsk National University

Golovchan A.V.
Ph.D., docent, deputy director, Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A. Galkin

Abstract. *The work is devoted to the presentation of the main points of the construction of the Weiss molecular field theory.*
Keywords: *magnetic phase transitions, molecular field theory.*

Магнитные фазовые переходы привлекают внимание исследователей, так как на стыке двух фаз можно полнее сопоставить свойства различных состояний и получить сведения о причинах перехода. Основными причинами, вызывающими магнитный фазовый переход являются тепловые магнитные флуктуации, изменения знака обменного взаимодействия или конкуренция обменных взаимодействий.

Для интерпретации магнитных свойств твердого тела широко используют метод молекулярного поля (среднего поля). Исторически такая теория впервые была выдвинута в 1907г. П.Вейссом [1], и несколько ранее, в менее разработанном виде Б. Розингом (см. [2], стр.388). Для объяснения существования спонтанной намагниченности ферромагнетиков Вейсс ввел предположение о существовании в них «внутреннего» эффективного молекулярного поля($\vec{H}_e$), которое, подобно внешнему магнитному полю в парамагнетиках создает в ферромагнетиках параллельную ориентацию магнитных моментов при отсутствии внешнего магнитного поля. В соответствии с этим, в теории Вейсса, ферромагнетик всегда намагничен до технического насыщения. Отсутствие суммарного магнитного момента в размагниченном состоянии объясняется разбиением тела на отдельные микроскопические области – домены. Внутри каждой такой области магнитные моменты атомов параллельны, но магнитные моменты различных областей направлены так, что суммарный магнитный момент тела равен нулю. Тогда в процессе намагничивания тела внешнее поле лишь ориентирует магнитные моменты доменов.

Мы воспроизведем здесь вычисления Вейсса с двумя модификациями. Во-первых, будем рассматривать атомный магнитный момент как квантовомеханический оператор вида $\vec{M} = g\mu_B\vec{S}$, а во-вторых, будем учитывать дискретный характер кристаллической структуры, принимая во внимание взаимодействия с рядом ближайших соседей данного атома. При изложении теории Вейсса, следует акцентировать внимание на том, что она была выдвинута за несколько лет до теории атома Бора и открытия Лауэ дифракции рентгеновских лучей в кристаллах, так что представления Вейсса об атомной и кристаллической структурах были в зачаточном состоянии.

За основу возьмем магнитную систему, описываемую гамильтонианом Гейзенберга

$$H = -\sum_{i\neq j} J_{ij}\vec{S}_i\vec{S}_j - g\mu_B\overrightarrow{H_0}\sum_i \vec{S}_i \qquad (1)$$

Микроскопический гамильтониан Гейзенберга описывает магнетик, в котором спины $\vec{S}_i$ отдельных атомов, расположенные в узлах кристаллической решетки взаимодействуют друг с другом посредством квантовомеханического обменного взаимодействия J_{ij} [2], которое зависит только от межатомного расстояния и не зависит от взаимной ориентации спинов. μ_B- магнетон Бора, g- фактор Ланде. Взаимодействие спинов со внешним магнитным полем $\overrightarrow{H_0}$ описывается вторым слагаемым в (1). Дополнительно, будем рассматривать только системы в которых все магнитные атомы тождественны, а все узлы магнитной решетки кристаллографически эквиваленты. Обменное взаимодействие быстро спадает с расстоянием и мы можем ограничиться только рассмотрением взаимодействия между ближайшими соседями(J).

Выделим из (1) гамильтониан одного атома

$$H_i = -2J\vec{S}_i\sum_{j\neq i}\vec{S}_j \qquad (2)$$

Наша цель состоит в замене межатомного взаимодействия (2) взаимодействием с эффективным молекулярным полем $\vec{H}_e$, т.е.

$$H_i = -g\mu_B\vec{H}_e\vec{S}_i \qquad (3)$$

Приравнивая (2) и (3) находим

$$\vec{H}_e = \frac{2J\sum_j \vec{S}_j}{g\mu_B}$$

В духе приближения Вейсса примем, что каждый $\vec{S}_i$ можно заменить его средним значением $\langle\vec{S}_i\rangle$. Если все магнитные атомы в кристалле эквивалентны, то $\langle\vec{S}_i\rangle$ связано с магнитным моментом кристалла соотношением

$$\vec{M} = Ng\mu_B\langle\vec{S}_i\rangle \qquad (4)$$

Тогда для эффективного молекулярного поля имеем

$$\vec{H}_e = \frac{2zJ}{g\mu_B}\langle\vec{S}_i\rangle = \frac{2zJ}{Ng^2\mu_B^2}\vec{M} = \gamma\vec{M} \qquad (5)$$

Выбирая ось z в направлении внешнего магнитного поля $\overrightarrow{H_0}$, получим одноатомный гамильтониан эквивалентный гамильтониану для простого парамагнетика

$$H_i = -g\mu_B S_i(H_0 + H_e)$$

Его собственные значения $E = -g\mu_B(H_0 + H_e)m, \quad m = -S, -S+1, \ldots S-1, S$. Намагниченность простого парамагнетика с таким гамильтонианом имеет вид:

$$M = Ng\mu_B\frac{\sum_{m=-S}^{S} m\,exp(g\mu_B m(H_0+H_e)/kT)}{\sum_{m=-S}^{S} exp(g\mu_B m(H_0+H_e)/kT)} = Ng\mu_B SB_S\left(\frac{g\mu_B S(H_0+H_e)}{kT}\right) \qquad (6)$$

Тут S – величина спина атома, $B_S(x) = \frac{2S+1}{2S}cth\left(\frac{2S+1}{2S}x\right) - \frac{1}{2S}cth\frac{x}{2S}$ – функция Бриллюэна [2]. Полученное уравнение (6) есть уравнение состояния ферромагнетика в теории молекулярного поля. Рассмотрим его решение в предельном случае высоких температур $x = \frac{g\mu_B S(H_0+H_e)}{kT} \ll 1$. При малых x $B_S(x) \approx \frac{S+1}{3S}x$ и мы имеем

$$M = Ng^2\mu_B^2 S(S+1)\frac{(H_0+\frac{2zJ}{Ng^2\mu_B^2}M)}{3kT}, \qquad (7)$$

$$M = \frac{CH_0}{T-\theta} \quad (8)$$

Уравнение (8) представляет закон Кюри-Вейсса, а его параметры константа Кюри $C = \frac{Ng^2\mu_B^2 S(S+1)}{3k}$ и температура Кюри $\theta = \frac{2zJS(S+1)}{3k}$ выражаются через микроскопические характеристики системы. Для нахождения намагниченности при произвольной температуре необходимо решить нелинейное уравнение (6). Для его решения Вейсс предложил графический метод (рис.1), в котором решение находилось как точка пересечения прямой $y = M$ и линии $y = Ng^2\mu_B^2 S(S+1)\frac{(H_0+\frac{2zJ}{Ng^2\mu_B^2}M)}{3kT}$.

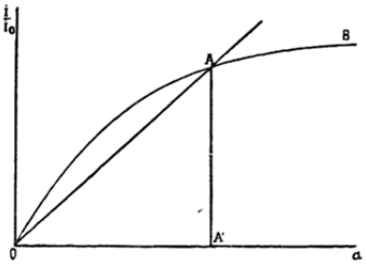


Рис.1. Графический способ решения (6)[1].

Наиболее важным результатом, полученным Вейссом является то, что в отсутствии внешнего магнитного поля уравнение (6) допускает существование ненулевого решения для M, т.е. предсказывает существование спонтанной намагниченности.

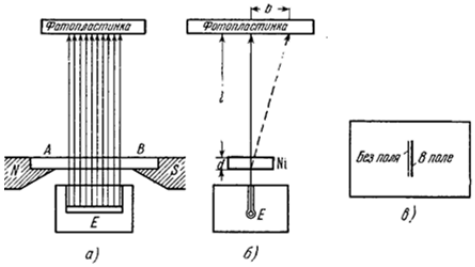


Рис.2. Схема опыта Дорфмана[2,3].

Рассмотренная модель является минимально необходимой для описания ферромагнетизма или простого антиферромагнетизма. Для решения вопроса о природе молекулярного поля в 1927 г. Я.Г. Дорфман[3] поставил опыт (рис.2), в котором через тонкую никелевую фольгу, толщиной 20мкм, помещенную между полюсами электромагнита, нормально к её поверхности пропускался узкий пучок быстрых электронов(β-частиц). После прохождения через фольгу пучок попадал на фотопластинку, на которой отмечался его след. При постановке опыта предполагалось, что в намагниченной до насыщения фольге, молекулярное поле будет сонаправлено внешнему магнитному полю и перпендикулярно скорости электронов в пучке. Если молекулярное поле имеет магнитную природу, то электроны будут его «чувствовать» и отклоняться под действием поля $H_0 + H_e$. Ожидаемое отклонение ~10мм. Однако, обнаруженное на опыте отклонение в ~0.3мм соответствовало действию поля 1Тл, т.е. величине магнитной индукции в образце. На основании этого был сделан вывод о немагнитной природе молекулярного поля.

Список использованных источников:

1. Weiss P. L'hypothese du champ moleculaire et la propriete ferromagnetique / J. Phys. Theor. Appl. – V.6. – 1907. – P.661-690.
2. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.:Наука. – 1971. – 1032с.
3. Dorfman J. The intrinsic fields in ferromagnetic substances / Nature. – V.119. – 1927. – P.353.

УДК 537.6/.8; 537.624; 537.622.4; 537.613

КУРС «ПРЕДСТАВЛЕНИЕ НАУЧНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ НА ИНОСТРАННОМ ЯЗЫКЕ» ДЛЯ МАГИСТРОВ СПЕЦИАЛЬНОСТИ СТАНДАРТИЗАЦИЯ И МЕТРОЛОГИЯ В УРАЛЬСКОМ ФЕДЕРАЛЬНОМ УНИВЕРСИТЕТЕ

Курляндская Г.В.

д.ф.-м.н., профессор-исследователь, Уральский федеральный университет

Аннотация. *Работа посвящена некоторым аспектам преподавания дисциплины «Представление научных результатов на иностранном языке».*

Ключевые слова: *учебный курс, стандартизация и метрология, наукометрические показатели, интернет-технологии, иностранный язык*

COURSE "PRESENTATION OF SCIENTIFIC RESULTS IN A FOREIGN LANGUAGE" FOR MASTERS OF SPECIALTY STANDARDIZATION AND METROLOGY AT THE URAL FEDERAL UNIVERSITY

Kurlyandskaya G.V.

Dr. of Science, Research professor, Ural Federal University

Annotation. *The work is devoted to some aspects of teaching the discipline "Presentation of scientific results in a foreign language."*

Keywords: *training course, standardization and metrology, science indicators, Internet technologies, foreign language*

Кафедра магнетизма и магнитных наноматериалов Уральского федерального университета предлагает обучение по двум специальностям: физике магнитных явлений и стандартизации и метрологии. Профессия метролога-исследователя широко востребована в современном обществе, позволяя совместить решение конкретных научно-технических задач и возможность творческой самореализации. Статистика говорит о том, что доля выпускников, работающих по данной специальности составляет 83%, а доля студентов, закончивших обучение, от числа поступивших превышает 92% [1]. Особое внимание привлекает образовательная программа «Метрологическое обеспечение научных исследований и производства наукоемкой продукции», которой 2015 году в результате независимой профессионально-общественной аккредитации был присвоен «Европейский знак качества». Среди других специализированных дисциплин магистры, обучающиеся по специальности «Стандартизация и метрология», получают возможность совершенствовать навыки профессионального использования иностранного языка (английского) в процессе обучения в рамках дисциплины «Представление научных результатов на иностранном языке». Настоящая работа посвящена некоторым аспектам преподавания данной дисциплины.

К образованию магистров метрологов предъявляются особые требования. Метрология

составляет основу производственных и бытовых технологических процессов и вырабатывает способы и методики описания и использования фундаментальных законов природы, обеспечивает единство этого описания, формируя основы для законодательной регламентации технической деятельности.

В современном мире знание иностранных языков необходимо представителям всех специальностей, и предъявляемые требования быстро возрастают в связи с процессами цифровизации и широким внедрением интернет-технологий. Особенно заметной эта тенденция стала в условиях пандемии, при которых «он-лайн» режим долгое время был единственным возможным активным образовательным ресурсом. Тем не менее, многие его элементы были созданы и отработаны заранее. Так в Уральском государственном университете им. А.М. Горького (Екатеринбург, Россия) существовала методика ведения учебного процесса на уровне магистратуры, условно называемая «Взгляд со стороны», в рамках которой активно использовались и подробно анализировались видеоматериалы практических и семинарских занятий [2]. В Университете Овиедо элементы данного подхода были использованы при проведении официальных летних курсов [3].

Основные задачи учебного курса «Представление научных результатов на иностранном языке» значительно отличаются от задач, которые ставятся перед стандартными языковыми университетскими курсами. Технологическая карта дисциплины включает упражнения по улучшению произношения и упражнения, улучшающие навыки понимания «на слух»; представление научной части биографии на английском языке (варианты: поступление на работу, знакомство с участником конференции, конкурс для получения гранта); составление краткого CV на английском языке (письменно) и представление краткого CV на английском языке в форме видеоролика; тезисы и регистрация на международной конференции; стендовый и устный доклады на международной конференции; подготовка учебного короткометражного фильма и видеофильма для журнальной статьи или представления стендового доклада. Практические навыки отрабатываются в работе со статьями по теме магистерской диссертации как в режиме обычного перевода, так и устного реферирования. Особая роль уделяется пониманию того, как и почему формируются наукометрические показатели. Также рассматриваются особенности оформления графических материалов для статей в различных издательствах и журналах, обсуждается отличие требований в русско- и англоязычных журналах. Отличительной особенностью нашего курса является то, что в его проведении всегда участвует ассистент. Студенты имеют возможность постоянно слышать, различное произношение, диалоги и участвовать в активной многоуровневой дискуссии.

Особенно эффективно показали себя комплементарные учебные видеоматериалы, подготовленные на русском и английском языках. Данные материалы не являются прямым повторением друг друга, но делает работу значительно более эффективной для тех студентов, чей уровень языка отличается от среднего уровня группы. Следует отметить, что это особенно важно в условиях, когда в одной группе для обучения по данной дисциплине оказываются магистры не только с различным уровнем иностранного языка, но и имеющие разные родные языки. В частности, в качестве таких комплементарных материалов нами используются лекции подготовленные в рамках выполнения задач гранта РНФ 18-19-00090.

Список использованных источников:

1. https://km.insma.urfu.ru/entrant/info_metrology.html.
2. Svalov, E.A. (2007) Internet-page as Didactical Resource, pp. 1-52. Master thesis, Ural State University, Ekaterinburg.
3. Kurlyandskaya, G., Svalov, E. The art of magnetism - An interdisciplinary summer course // Proceedings of IMSCI 2009 - 3rd International Multi-Conference on Society, Cybernetics and Informatics. – 2009. – V. 1, - P. 52-57.
4. https://km.insma.urfu.ru/science/lectures.html.

УДК 378

МЕТОДИЧЕСКОЕ ПОСОБИЕ ПО КУРСУ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ ДЛЯ СТУДЕНТОВ ПЕДАГОГИЧЕСКИХ СПЕЦИАЛЬНОСТЕЙ

Мироненко Ю.И.

студент, Донецкий национальный университет

Аннотация. *Проблема методического обеспечения курса «Физика конденсированного состояния» связана, с одной стороны, с необходимостью дать слушателям представление о текущем состоянии разнородных дисциплин, изучающих свойства кристаллических и аморфных веществ, квантовых жидкостей, природу магнитных свойств материи, и изменение их свойств при различных внешних воздействиях, с другой стороны – ограниченным количеством часов, отводимых для изучения дисциплины и недостаточным для глубокого изучения отдельных разделов уровнем подготовки магистров-педагогов. Возникает необходимость разработки различных подходов к процессу преподавания курса и адаптации программы под потребности и возможности слушателей.*

Ключевые слова: *физика конденсированного состояния, методика преподавания физики*

METHODOLOGICAL GUIDE ON THE COURSE OF CONDENSED MATTER PHYSICS FOR STUDENTS OF PEDAGOGICAL SPECIALTIES

Mironenko Y.I.

student, Donetsk National University

Annotation. *The problem of methodological support of the course of «Condensed Matter Physics» is connected, on the one hand, with the need to give students an idea of the current state of various disciplines that study the properties of crystalline and amorphous substances, quantum liquids, the nature of the magnetic properties of matter, and the change in their properties under various external influences, on the other hand, with a limited number of hours allotted for study discipline and insufficient for a deep study of individual sections of the level of training of master-teachers. There is a need to develop various approaches to the process of teaching the course and adapting the program to the needs and capabilities of students.*

Keywords: *condensed matter physics, teaching methodology in physics.*

Необходимость массовой подготовки инженеров и исследователей требует широкой популяризации науки и техники и, в частности, физики как языка техники, среди современных школьников. Для достижения высоких показателей в обучении студентов от преподавателей требуется тщательная всесторонняя подготовка. Поддержание познавательного интереса студентов на высоком уровне является одной из основных задач, которая обеспечивает условия для качественного усвоения учебного материала. Учитель физики, как единственный физик, доступный для пытливого ученика должен обладать широким кругозором и уметь понятно (в идеале на пальцах) ответить на возникающие у него вопросы. Также все возрастающую роль в школе приобретает проектное обучение. Для руководства которым от учителя

требуется широкий кругозор, знания и навыки в своей области, значительно выходящие за рамки школьной программы [1].

Одним из курсов, направленных на расширение кругозора будущих учителей физики (в программе подготовки в ДонНУ магистров по направлению 44.04.01 Педагогическое образование (профиль: Информатика в физическом образовании)) является курс «Избранные главы физики конденсированного состояния».

Целью дисциплины «Избранные главы физики конденсированного состояния» является углубление у будущих преподавателей физики знаний по основам физики твердого тела, знакомство с достижениями и современными проблемами физики конденсированного состояния, физики полупроводников, физического материаловедения, физики магнитных явлений.

Курс состоит из трех, разбитых по семестрам, тематических разделов – физика конденсированного состояния, физика магнитных явлений и избранные главы механики сплошной среды.

Основной задачей курса является способствовать освоению студентами основных разделов курса «Избранные главы физики конденсированного состояния», необходимых для дальнейшей успешной педагогической и научной деятельности.

В рамках изучения тематического раздела «Физика конденсированного состояния» студенты изучают следующие темы:

- Строение кристаллических и аморфных тел. Симметрия кристаллов. Особенности распространения волн в периодических структурах. Закон Вульфа-Брэгга. Обратная решетка. Зоны Бриллюэна.

- Структура реальных кристаллов. Точечные дефекты в кристаллах. Дислокации. Механизмы образования дислокаций в кристаллах.

- Межатомные взаимодействия и энергия связи в кристаллах. Структурные и физические особенности ионных, ковалентных, металлических и молекулярных кристаллов. Аморфные тела – методы получения и дифракционного исследования структуры. Жидкие кристаллы. Наноматериалы.

- Описание энергетического состояния кристаллов с помощью газа квазичастиц. Электроны в металле как квазичастицы. Статистика газа квазичастиц.

- Динамика кристаллической решетки. Фононы, закон дисперсии. Теплоемкость решетки. Модели Эйнштейна и Дебая. Ангармонизм и тепловое расширение.

- Основы теории энергетических зон кристаллов. Приближение сильно- и слабосвязанных электронов. Поверхность Ферми. Электронная теплоемкость. Тензор эффективных масс. Электроны и дырки. Циклотронный резонанс.

- Проводимость и теплопроводность. Кинетическое уравнение. Механизмы рассеяния электронов. Гальваномагнитные свойства металлов. Термоэлектрические и термомагнитные явления.

В рамках изучения тематического раздела «Физика магнитных явлений» изучаются следующие темы:

- Магнитные свойства слабомагнитных веществ. Природа магнитного момента. Пара- и диамагнетизм свободных ионов. Магнитные свойства ионов в кристаллах. Теория кристаллического поля.

- Ферромагнетизм и антиферромагнетизм. Природа обменного взаимодействия. Теория молекулярного поля Вейсса. Модель Френкеля-Гейзенберга. Спиновые волны. Зонный ферромагнетизм. Критерий Стонера. Косвенный обмен.

- Доменная структура и процессы намагничивания. Образование доменов. Уравнение Ландау-Лифшица. Движение доменных границ. Доменная структура тонких пленок.

- Антиферромагнетизм и ферримагнетизм. Многоподрешеточные магнетики. Теория Нееля. Ферриты-гранаты. Сложные магнитные структуры.

- Поведение магнитных веществ в переменных магнитных полях. Ферромагнитный и ферримагнитный резонанс. Магнитооптические эффекты. Исследование магнитных кристаллов магнитооптическими методами.

- Основные свойства сверхпроводников. Электродинамика сверхпроводников. Уравнение Лондонов. Квантование магнитного потока.

- Распределение магнитного поля в сверхпроводниках. Комплексная проводимость сверхпроводника. Скин-эффект и поверхностный импеданс.

Теория сверхпроводимости Гинзбурга-Ландау.

- Сверхпроводники второго рода. Вихри Абрикосова. Высокотемпературные сверхпроводники.

- Микроскопическая теория сверхпроводимости.

- Туннельный эффект в сверхпроводниках. Эффект Джозефсона.

Освоение курса предполагает изучение студентом большого объема разнородного и сложного материала с большим количеством межпредметных связей, а также разнородность учебной литературы по широкому кругу проблем физики конденсированного состояния. Поэтому весьма актуальной задачей является разработка учебного пособия для использования в системе подготовки будущих учителей, аспирантов и специалистов в области физики конденсированного состояния [2].

Список использованных источников:

1. Безус А.В., Головчан А.В., Шерстюк Ю.В. Рабочая программа «Избранные главы физики конденсированного состояния». – Д.: ДонНУ, 2019. – 29 с.
2. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. – М.: Наука, 1978. – 789 с.

УДК 378.147.88 + 537.632

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ КАК ИНДИВИДУАЛЬНЫЙ ПРОЕКТ В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ КУРСА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ

Клячин Н.А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры общей физики, ИОПП НИЯУ МИФИ

Муравьев-Смирнов С.С.

старший преподаватель кафедры общей физики, ИОПП НИЯУ МИФИ

Панкратов М.А.

Студент группы Б19-103, НИЯУ МИФИ

Аннотация. *Работа посвящена развитию лабораторного физического практикума в условиях минимума лабораторного оборудования, который получает в последнее время все большее распространение в российских вузах во время режима самоизоляции. Используя готовые пакеты программ, осваивается техника моделирования магнитных систем.*

Ключевые слова: *физический практикум, магнитное поле, магнитный диполь, моделирование, дистанционное образование*

STUDYING MAGNETIC FIELDS AS INDIVIDUAL PROJECT IN THE LABORATORY PRACTICAL COURSE OF GENERAL PHYSICS

Klyachin N.A.

Ph.D., associate professor,
Department of General Physics, Institute of General Professional Training, National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Muravyev-Smirnov S.S.

Senior lecturer,
Department of General Physics, Institute of General Professional Training, National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Pankratov M.A.

Student, Б19-103,
National Research Nuclear University MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute)

Annotation. *The work is devoted to the development of laboratory physical practice in conditions of a minimum of laboratory equipment, which has recently become increasingly common in Russian universities during lockdown. Using ready-made software packages, the technique of modeling magnetic systems is mastered.*

Keywords: *physical workshop, magnetic field, magnetic dipole, modeling, distance education*

На кафедре общей физики Института общей профессиональной подготовки Национального исследовательского ядерного университета «МИФИ» в осеннем семестре 2020-2021 учебного года для завершения лабораторного практикума в условиях локдауна студентам были предложены темы самостоятельной исследовательской работы вне стен университета. Были сформулированы основные требования к отчету по исследовательской работе, который оформлялся в текстовом редакторе MS Word: цель, введение, описание установки и методики измерений, таблицы результатов, графики, заключение, список контрольных вопросов. Защита самостоятельного домашнего исследования проходила дистанционно. К защите каждый студент должен был представить также видеоотчет о подготовке установки и процессе измерений.

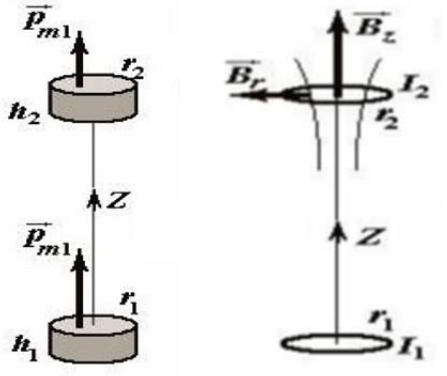
Целью первой части домашнего научного исследования было экспериментальное изучение зависимости силы взаимодействия магнитов от расстояния и определение коэффициента трения между магнитом и плоскостью. Целью второй части настоящего исследования было моделирование магнитных полей системы двух соосно расположенных постоянных магнитов цилиндрической формы и других распределений источников магнитного поля, допускающих расчеты вектора $\vec{B}$ с помощью теоремы о циркуляции или с помощью закона Био-Савара-Лапласа.

При реализации первой части исследования возникли трудности, связанные с недостатком оборудования и материалов в домашних условиях [1-3]. Для исследования экспериментальной зависимости была собрана установка простейшей конструкции, состоящая из динамометра и набора магнитов. Динамометр был сконструирован из деревянной линейки и пружины, жестко связанных между собой. Имеющийся в наличии набор содержал ферритовые магниты и магниты на основе редкоземельных металлов (NdFeB) в форме шара и прямоугольного параллелепипеда.

Сила взаимодействия между магнитами определяется градиентом осевой составляющей поля $\frac{dB_z}{dz}$. Подставляя выражение для радиальной составляющей поля [4], получим формулу для вычисления силы взаимодействия двух магнитов:

$$F_m = \frac{3\mu_0 P_{m1} P_{m2}}{2\pi z^4} \quad (1)$$

В полученной зависимости (1) в качестве характеристик магнитов входят только их магнитные моменты P_{m1} и P_{m2} поэтому она может применяться для магнитов любой формы, при условии, что расстояние между ними превышает их размеры, а их магнитные моменты параллельны (рис. 1).



a) *b)*

Рис. 1. Взаимодействие двух постоянных магнитов, расположенных на одной оси (а), и их замена эквивалентной системой круговых токов (б)

Сила, действующая на магнит со стороны неоднородного магнитного поля второго магнита, может быть также определена суммированием всех сил, действующих на элементарные диполи, составляющие магнит. Знание формы и намагниченности постоянного магнита позволяет для расчетов заменить его эквивалентной системой электрических токов намагничивания [5, 6]. Такая замена возможна как при расчете характеристик магнитного поля, так и при расчетах сил, действующих на магнит со стороны внешнего поля.

Моделирование силы взаимодействия проводилось с помощью сервиса Wolfram Demonstrations Project (рис. 2). В программе задавались линейные размеры (длины, внешние и внутренние радиусы) магнитов, намагниченность материала магнита $4.3 \cdot 10^5$ А/м, а также остаточная индукция 0,54 Тл. Результаты проведенного экспериментального исследования согласуются с результатами моделирования и с теоретической зависимостью (1).

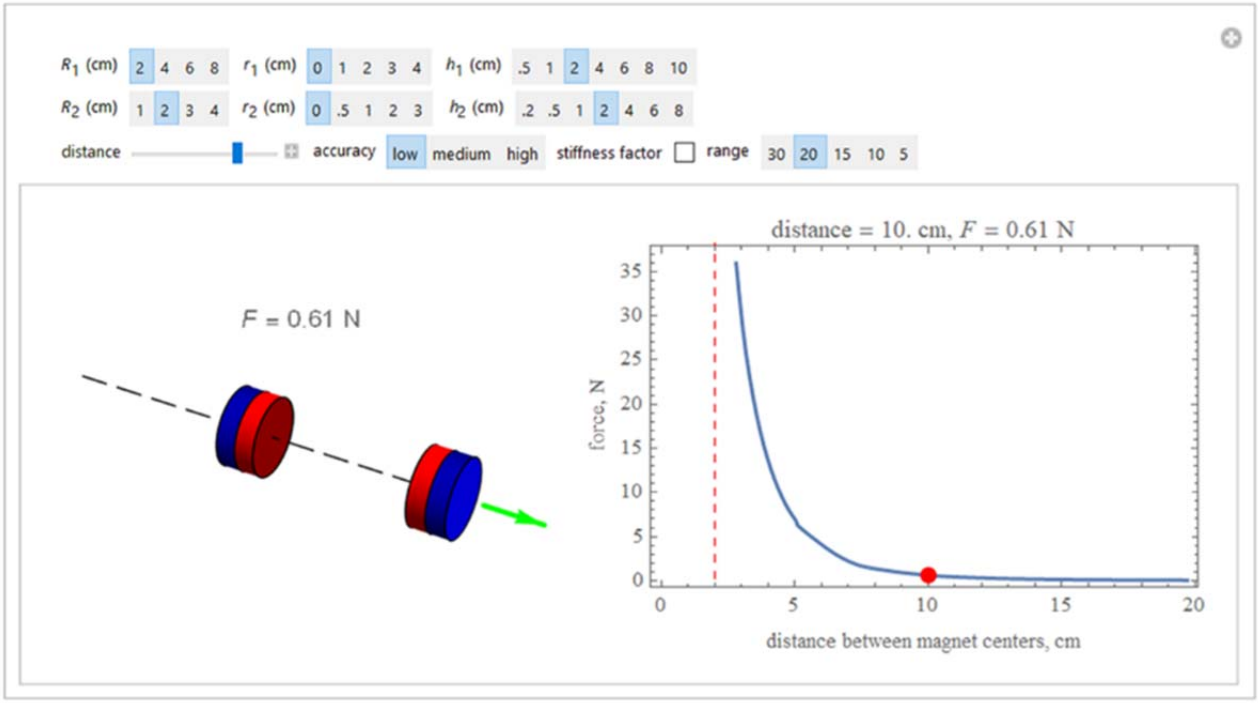


Рис. 2. Скриншот программы Wolfram Player 12.2. Зависимость силы взаимодействия двух соосно расположенных цилиндрических магнитов от расстояния между ними. Заданы длины магнитов h_1 и h_2, внешние радиусы магнитов R_1, R_2. Точка на графике показывает текущее расстояние между их центрами 10 см, соответствующее силе 0,61 Н, направление которой показано стрелкой.

Можно сделать вывод, что перспективы развития лабораторного физического практикума на базе самостоятельных домашних научных исследований огромны: это возможность создания новых лабораторных работ [7], которые обогатят знания студентов младших курсов и будут способствовать развитию интереса к инженерному творчеству, а также возможность проведения теоретических исследований, численного моделирования. Наличие выбора формы и материала магнита позволяют реализовать различные образовательные траектории для студентов.

Список использованных источников:

1. Ланге В.Н. Физические опыты и наблюдения в домашней обстановке. — М.: «Либриком», 2010. — 232 с.

2. Стасенко А.Л. Как Студент магнитное поле измерял // Квант. — 2007. — № 5. — С. 37-39.

3. Веселова С.В., Штейн Б.М. Дистанционное обучение: лабораторный практикум по физике. Дома и на природе // Мир науки, культуры, образования. — 2017. — № 1 (62) С. 187-190.

4. Ячиков И.М., Ширяев В.И. Определение динамических параметров постоянного магнита при его удержании в импульсном магнитном поле // Вестник ЮУрГУ. Серия «Компьютерные технологии, управление, радиоэлектроника». — 2020. — Т. 20, № 3. — С. 111-122.

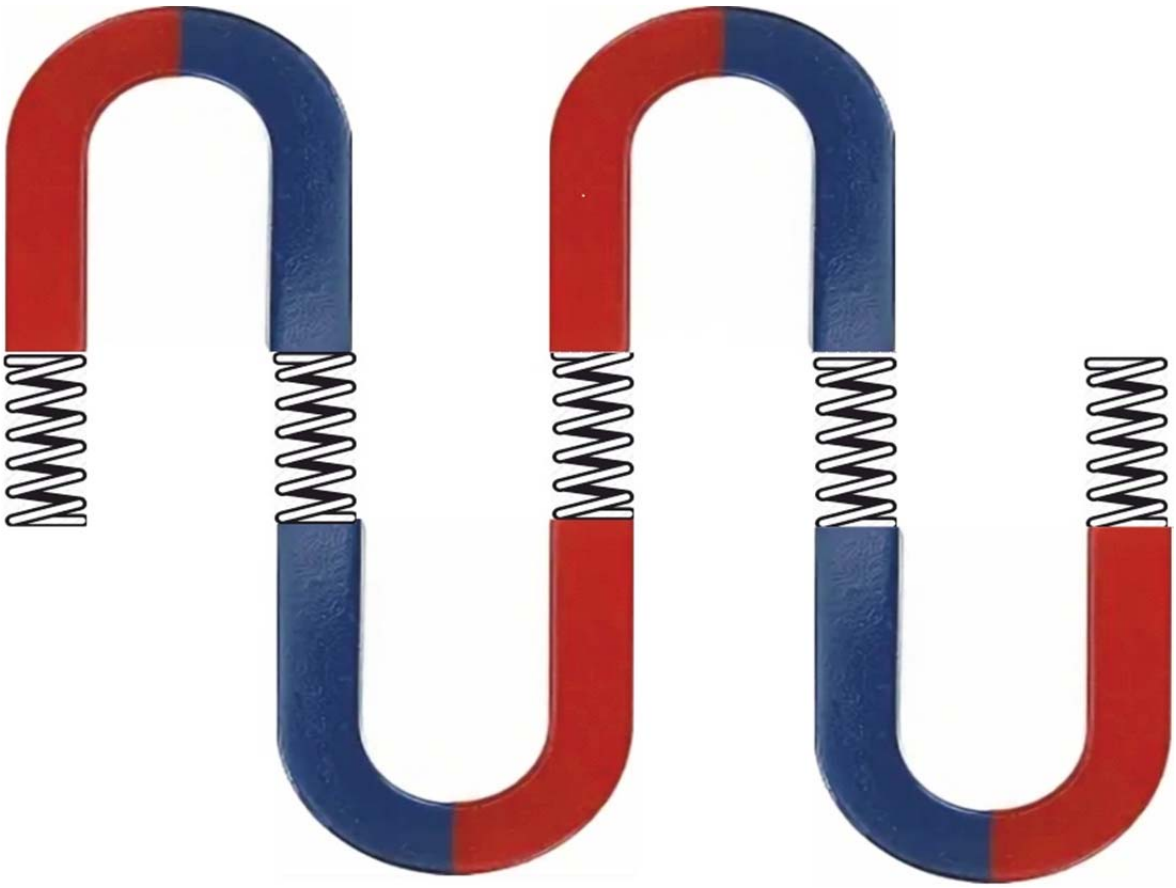
5. Derby and S. Olbert, "Cylindrical Magnets and Ideal Solenoids," American Journal of Physics, 78(3), 2010 pp. 229–235.

6. Q. L. Peng, S. M. McMurry and J. M. D. Coey, "Axial Magnetic Field Produced by Axially and Radially Magnetized Permanent Rings," Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 268(1–2), 2004 pp. 165–169.

7. Майер В.В. Демонстрация действия магнитного поля на магнитный диполь // Физическое образование в ВУЗах. — 2018. — Т. 24, № 3. — С. 56-62.

Вопрос: Чем отличаются магнитоупругие волны от магнитоакустических и акустомагнитных?

Озадаченный студент



МАГНИТОАКУСТИКА

УДК 537.634.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ НАНОЧАСТИЦ И НАНОПОЛОСОК ФЕРРОМАГНЕТИКА СВЕРХКОРОТКИМИ ИМПУЛЬСАМИ ПОВЕРХНОСТНЫХ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН

Власов В.С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Гуров О.Е.

студент кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Голов А.В.

к.ф.-м.н., доцент кафедры радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Котов Л.Н.

д. ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой радиофизики и электроники,
Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина

Темнов В.В.

Dr.Sc., professor, Institut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

Аннотация. *В работе проведено моделирование и анализ перемагничивания ферромагнитных наночастиц и нанополосок сверхкороткими импульсами поверхностных акустических волн. Были рассмотрены частицы с различной длиной, которая менялась от 200 нм до 1 мм и при увеличении размера переходящие в нанополоски. На основе уравнения Ландау-Лифшица смоделировано перемагничивание частицы в приближении макроспина и получены пороговые амплитуды деформации, при которых возможна переориентация в частице. Также было проведено микромагнитное моделирование перемагничивания частицы в пакете MuMax3. В работе осуществлялось сравнение результатов моделирования в приближении макроспина и микромагнитного моделирования.*

Ключевые слова: *магнитоакустика, ферромагнитные наночастицы, перемагничивание.*

INVESTIGATION OF MAGNETIZATION SWITCHING IN FERROMAGNETIC NANOPARTICLES AND NANOWIRES BY ULTRASHORT PULSES OF SURFACE ACOUSTIC WAVES

Vlasov V.S.

PhD, associate professor at the department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Gurov O.E.

Student of the department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Golov A.V.

PhD, associate professor at the department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, head of department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Temnov V.V.

Dr.Sc., professor, Institut des Molécules et Matériaux du Mans, UMR CNRS 6283,
Le Mans Université, 72085 Le Mans, France

Annotation. *The paper simulates and analyzes the magnetization switching in ferromagnetic nanoparticles and nanowires by ultrashort pulses of surface acoustic waves. We considered particles with different lengths, which varied from 200 nm to 1 mm, and with increasing size, they turned into nanowires. On the basis of the Landau-Lifshitz equation, simulation of the magnetization switching of the particle in the macrospin approximation is modeled and the threshold amplitudes of deformation at which reorientation in the particle is possible are obtained. A micromagnetic simulation of the magnetization switching in the particle in the MuMax3 package was also performed. The results of modeling in the macrospin approximation and micromagnetic modeling were compared.*

Keywords: *magnetoacoustics, ferromagnetic nanoparticles, magnetization switching.*

Эффекты взаимодействия поверхностных акустических волн (ПАВ) с колебаниями намагниченности в ферромагнитных наноструктурах интересны в связи возможностью разработки миниатюрных устройств обработки информации и магнитной записи [1]. Ранее в работе Дэвиса и др. [2] было выявлено магнитострикционное переключение вектора намагниченности в полосках микрометровых размеров с использованием ВЧ акустических импульсов. Также в одной из предыдущих работ было предсказано перемагничивание в тонких пленках Терфенола с помощью сверхкоротких акустических импульсов [3]. При этом упругие импульсы имели большую амплитуду деформации – 1 % [3]. В работе [4] было показано, что сверхкороткие упругие импульсы с такой амплитудой можно генерировать с помощью мощных фемтосекундных лазерных импульсов. Но, не смотря на этот факт, перемагничивание пластины Терфенола является энергетически затратным, и к тому же, нелегко регулировать высоту барьера между метастабильными состояниями в Терфеноле.

В данной работе моделируется магнитоупругое перемагничивание в никелевых наночастицах и нанополосках, вызванное действием сверхкоротких импульсов ПАВ на них. Исследуемая структура состоит из двух основных элементов, находящихся на диэлектрической подложке: тонкопленочного термоупругого преобразователя и никелевой наночастицы или нанополоски (рис. 1). Наночастицы и нанополоски могут быть созданы с помощью технологии электронной литографии из поликристаллической ферромагнитной пленки, нанесенной на диэлектрическую подложку [5]. Поглощение преобразователем фемтосекундного лазерного импульса, генерирует Релеевскую волну (SAW) и вытекающую волну (SSLW) [5]. Расстояние между наночастицей и преобразователем такое, что амплитуда рэлеевской волны, уменьшается незначительно при достижении волной частицы (рис. 1). Вытекающая волна сильно затухает из-за излучения энергии в подложку и не доходит до

частицы.

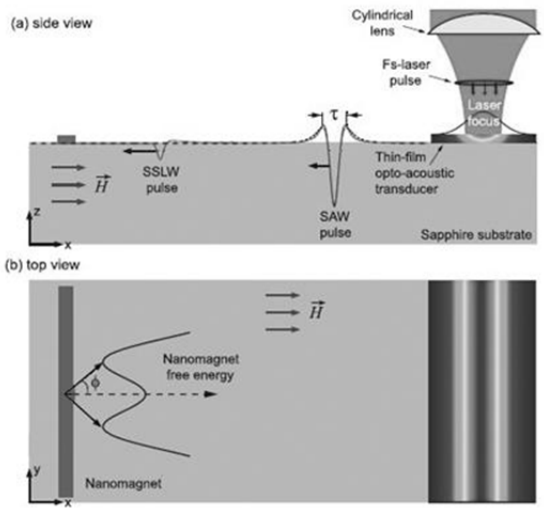


Рис. 1. Геометрия задачи.

Форму частицы берём в виде неправильного вытянутого диска с толщиной *c*. Сечением, параллельным поверхности диска, является эллипс с осями *a, b*. При значительном увеличении длинной оси *a*, частица переходит в нанополоску. Направляем ось y декартовой системы по длинной оси (рис. 1). Частица или полоска помещена в постоянное магнитное поле ***H***, направленное вдоль оси x. Акустические волны распространяются вдоль оси x. Плотность свободной энергии наночастицы состоит из энергии Зеемановского взаимодействия, размагничивающего и магнитоупругого членов. Мы можем изменять плотность свободной энергии частицы различными способами. Например, за счёт изменения размагничивающих факторов частицы, путем варьирования размеров по осям y и x наночастицы (a/b). При моделировании мы используем следующие размеры частиц: *a*=150 нм – 1 мм, b=100 нм, c=20 нм. Меняя внешнее магнитное поле, мы также можем регулировать плотность свободной энергии. В отсутствие внешнего магнитного поля или при малых *H* свободная энергия имеет два минимума. Эти минимумы соответствуют двум равновесным состояниям определенного направления намагниченности. Для этого случая, как раз, можно осуществить перемагничивание частицы из одного минимума в другой. При увеличении *H* эти минимумы превращаются в один минимум, который совпадает с ориентацией намагниченности по направлению внешнего магнитного поля.

Моделирование перемагничивания частицы в приближении макроспина осуществлялось с помощью численного решения уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта. Были получены диаграммы перемагничивания частицы, т.е. зависимости времени перемагничивания (в пс) от амплитуды деформации η и длительности импульса τ, для нескольких значений *a*. На рис. 2 показана диаграмма перемагничивания для *a*=10 мкм. Незакрашенные области на диаграмме соответствуют случаю, когда перемагничивание не происходит. Из рис. 2 видно, что минимальные амплитуды деформации η, необходимые для перемагничивания частицы составляют $\approx 10^{-4}$.

В работе также проводилось микромагнитное моделирование перемагничивания наночастиц и нанополосок с помощью программы MuMax3. Линейный размер ячейки разбиения в программе MuMax3 был задан величиной 2.5 нм. Было проведено сравнение порогов перемагничивания и магнитной динамики при перемагничивании частиц, получаемых с помощью микромагнитного моделирования и моделирования с использованием модели макроспина.

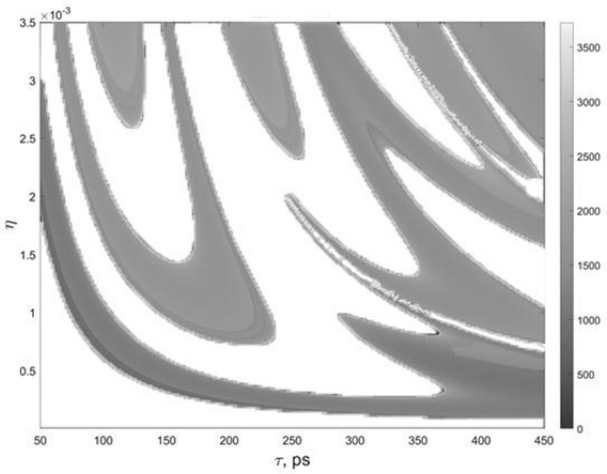


Рис. 2. Диаграмма перемагничивания частицы. η - амплитуда деформации, τ - длительность импульса ПАВ. Разные оттенки серого соответствуют разным временам перемагничивания частицы. Шкала времён (в пс) показана справа от графика.

Таким образом, в работе получено, что пороговые амплитуды перемагничивания для наночастиц и нанополосок никеля значительно меньше, чем при перемагничивании пленок из Терфенола с гигантской магнитострикцией. В работе [3] были получены амплитуды деформации 10^{-2} для случая Терфенола и акустических импульсов двигающихся в направлении, перпендикулярном поверхности. Это очень необычно из-за 10-ти-кратного различия магнитоупругости никеля и Терфенола. Однако, в случае частицы никеля используется значительно большие длительности импульсов ПАВ (300 пс) по сравнению со случаем в работе [3]. Также, в данной работе, используется уменьшение высоты энергетического барьера между стабильными ориентациями магнитных моментов частицы с помощью изменения внешнего постоянного поля. Всё это компенсируют более низкую магнитоупругость никеля.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048) и при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, р_а).

Список использованных источников:

1. J. Janusonis, C.-L. Chang, T. Jansma, A. Gatilova, V. Vlasov, A. Lomonosov, V. Temnov, and R. Tobey. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients // Phys. Rev. B. – 2016. – V.94. 024415.
2. S. Davis, J.A. Borchers, B.B. Maranville, and S. Adenwalla. Fast strain wave induced magnetization changes in long cobalt bars: Domain motion versus coherent rotation. // J. Appl. Phys. – 2015 – V.117. 063904.
3. O. Kovalenko, T. Pezeril, and V. V. Temnov. New concept for magnetization switching by ultrafast acoustic pulses // Phys. Rev. Lett. – 2013. – V. 110. 266602.
4. V.V. Temnov et al. Femtosecond nonlinear ultrasonics in gold probed with ultrashort surface plasmons. // Nature Comm. – 2013 – V.4. 1468.
5. V.S. Vlasov, A.M. Lomonosov, A.V. Golov, L.N. Kotov, V. Besse, A. Alekhin, D.A. Kuzmin, I.V. Bychkov, V.V. Temnov. Magnetization switching in bistable nanomagnets by picosecond pulses of surface acoustic waves // Phys. Rev. B. – 2020. – V.101. 024425.

УДК 537.634.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ТРЕХСЛОЙНОЙ ПЛЕНКИ

Дианов М.Ю.

Ст. преподаватель кафедры радиофизики и электроники (КРЭ), институт точных наук и информационных технологий (ИТНИТ), СГУ им. Питирима Сорокина

Котов Л.Н.

д. ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой КРЭ, ИТНИТ, СГУ им. Питирима Сорокина

Власов В.С.

к.ф.-м.н., доцент КРЭ, ИТНИТ, СГУ им. Питирима Сорокина

Щеглов В.И.

к.ф.-м.н., лаборатория магнитных явлений в микроэлектронике,
Институт Радиотехники и Электроники РАН, Россия

Аннотация. *В данной работе было смоделировано поведение магнитной и упругой подсистем в трехслойной пленке, при возбуждении ее высокочастотным электромагнитным излучением круговой поляризации. Было проведены сравнения между различными режимами колебаний в однослойной, двухслойной и трехслойной пленках толщиной 0.6865 мкм. Так же были проведены сравнения амплитудно-частотных характеристик при тех же режимах. Был выявлен наиболее эффективный режим переноса энергии колебаний вектора намагниченности в энергию акустических колебаний.*

Ключевые слова: *магнитоакустика, многослойные магнитные структуры, нелинейные колебания*

SIMULATION OF NONLINEAR MAGNETOELASTIC DYNAMICS OF A THREE-LAYER FILM

Dianov M.Yu.

Senior Lecturer of the department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Kotov L.N.

Dr.Sc., professor, head of department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Vlasov V.S.

PhD, associate professor at the department of radiophysics and electronics,
Pitirim Sorokin Syktyvkar State University

Sheglov V.I.

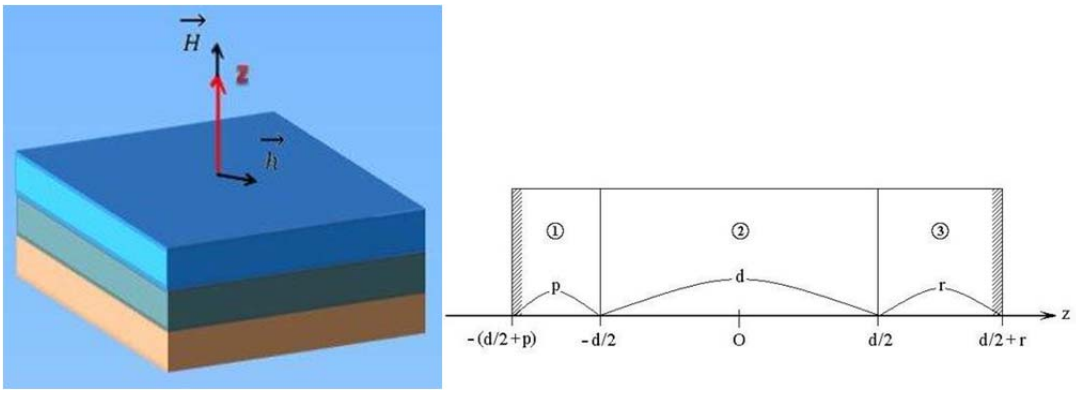
PhD, laboratory of magnetic phenomena in microelectronics,
Institute of Radio Engineering and Electronics RAS

Annotation. *In this paper, the behavior of the magnetic and elastic subsystems in a three-layer film was modeled when it was excited with high-frequency electromagnetic radiation of circular polarization. Comparisons were made between different vibration modes in single-layer, two-layer and three-layer films with a thickness of 0.6865 μm. The amplitude-frequency characteristics in the same modes were also compared. The most efficient mode of transfer of magnetization vector energy into the energy of acoustic vibrations was revealed.*

Keywords: *magnetoacoustics, multilayer magnetic structures, nonlinear oscillations*

Задача по управлению динамикой намагниченности и связанных с ней упругих колебаний при сильном взаимодействии упругой и магнитной подсистем является актуальной задачей с точки зрения развития современной магнитоакустики и нелинейной теории колебаний и волн [1].

На рис.1 представлена геометрия задачи. Постоянное магнитное поле направлено вдоль оси z, которая перпендикулярна плоскости плёнки. Переменное, циркулярно поляризованное магнитное поле, направлено перпендикулярно оси z. В данной работе была рассмотрена плёнка, состоящая из трех слоев, в общем случае с различными магнитными и одинаковыми упругими свойствами. Как частные случаи, были рассмотрены также однослойные и двухслойные плёнки. Суммарная толщина пленки была выбрана так, чтобы наблюдался упругий и ферромагнитный резонансы. Все слои были монокристаллическими и имеют кубическую симметрию, плоскость (100), которая совпадает с плоскостью плёнки.

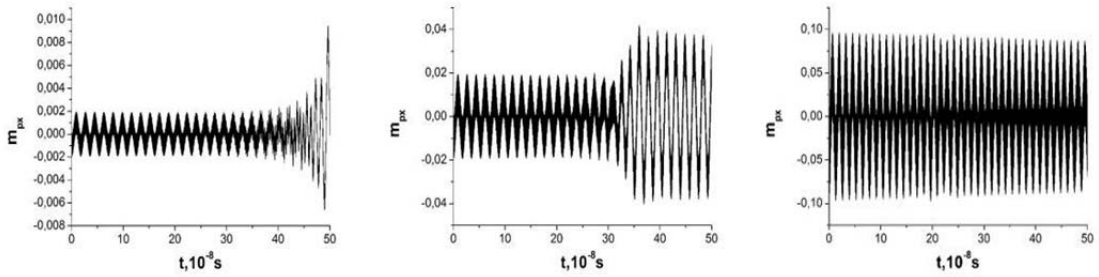


а) б)

Рис. 1. геометрия задачи

Для решения задачи о нелинейных магнитоупругих колебаниях, были составлены уравнения Ландау-Лифшица-Гильберта и уравнения для упругих смещений для каждого слоя. Слои связаны между собой граничными условиями для намагниченности и упругих смещений. Центр системы координат был выбран в центре трехслойной структуры (рис.1 (б)), что позволило упростить уравнения для упругих колебаний. В результате система дифференциальных уравнений магнитоупругости решалась методом Рунге-Кутта-Фильберга 4-5 порядка. Были проведены сравнения колебаний магнитной и упругой подсистемы и их амплитудно-частотных характеристик для однослойной, двуслойной и трехслойных пленок

при линейном и нелинейном режимах возбуждения [2-3]. В результате анализа были выявлены характеристики плёнки и параметры внешних полей, которые позволяют наиболее эффективно переводить электромагнитную энергию в энергию упругих колебаний при данных условиях.



а) б) в)

Рис 2. Колебания магнитной подсистемы для различных амплитуд внешнего переменного поля: (а) h=1 Э, (б) h=10 Э, (в) h=50 Э.

Например, на рис. 2 представлены колебания магнитной компоненты пленки в первом слое (слой р на рис. 1 б) при следующих параметрах системы: постоянное магнитное поле H_0=1800 Э, поле размагничивания $4\pi M_s$ =1750 Гс, магнитоупругие константы для всех трех слоев были равны B_2=13.92·10 эрг/см^3, постоянная затухания магнитной подсистемы α=0.01, и упругой подсистемы β=2·10^9 с$^{-1}$, коэффициент тензора упругости C_{44}=7.64·10^{11} эрг/см^3, плотность материала ρ=5.17 г/см^3. Из рис. 2 видно, что при малых значениях амплитуды переменного поля время установки режима, при котором происходит увеличение амплитуды колебаний составляет порядка 0.5 мкс причем амплитуда колебаний увеличивается примерно в 5 раз. При увеличении переменного поля в 10 раз это время сокращается до порядка 0.3 мкс. А при увеличении амплитуды поля еще в 5 раз (до 50 Э), такой режим устанавливается почти мгновенно, при этом амплитуда не меняется и сразу же становится большой. Таким образом, изменение амплитуды переменного поля можно использовать для задержки во времени сигнала в магнитострикционных устройствах.

Исследование выполнено при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, р_а).

Список использованных источников:

1. J. Janusonis, C.-L. Chang, T. Jansma, A. Gatilova, V. Vlasov, A. Lomonosov, V. Temnov, and R. Tobey. Ultrafast magnetoelastic probing of surface acoustic transients // Phys. Rev. B. – 2016. – V.94. 024415.
2. Власов В.С., Котов Л.Н., Шавров В.Г., Щеглов В.И., Нелинейное возбуждение гиперзвука в ферритовой пластине при ферромагнитном резонансе. // Радиотехника и электроника. – 2009. – Т.54. – № 7. – С. 863-874.
3. Власов В.С., Шавров В.Г., Щеглов В.И. Нелинейное возбуждение гиперзвука в двухслойной ферритовой структуре при ферромагнитном резонансе. // Радиотехника и электроника. – 2014. – Т. 59. – № 5. – С. 482-497.

УДК 539.5

ВЛИЯНИЕ ГИГАНТСКОЙ МАГНИТОСТРИКЦИИ НА ДИНАМИКУ ДИСЛОКАЦИЙ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Малашенко В.В.

д.ф.-м.н, профессор,
главный научный сотрудник Донецкого физико-технического института им. А.А.Галкина

Аннотация. *Теоретически проанализирована динамика краевых дислокаций в кристаллах с гигантской магнитострикцией, содержащих неподвижные дислокационные петли. Показано, что дислокационные петли оказывают существенное влияние на механические свойства кристаллов с гигантской магнитострикцией.*

Ключевые слова: *высокоскоростная деформация, дислокационные петли, точечные дефекты, дислокации, пластичность, динамическое торможение.*

INFLUENCE OF GIANT MAGNETOSTRICTION ON DISLOCATION DYNAMICS IN IRRADIATED MATERIALS

Malashenko V.V.

Dr.Sc., professor,
chief researcher of Donetsk Institute for Physics and Engineering named after A.A.Galkin

Annotation. *The dynamics of edge dislocations in crystals with giant magnetostriction containing immobile dislocation loops is theoretically analyzed. It is shown that dislocation loops have a significant effect on the mechanical properties of crystals with giant magnetostriction.*

Key words: *high strain rate deformation, dislocation loops, point defects, dislocations, plasticity, dynamic drag.*

Высокоскоростная деформация на протяжении последних лет привлекает все большее внимание исследователей, поскольку развитие науки и техники существенно расширяет перечень процессов, в ходе которых она реализуется. В частности, она имеет место при ковке, штамповке, резке, создании ударопрочных материалов, при высокоскоростной обработке, при обработке и сварке взрывом, при воздействии мощных корпускулярных потоков и лазерных импульсов, при пробивании оболочек летательных аппаратов, при использовании динамического канально-углового прессования [1–4]. Дислокации, являющиеся основными носителями пластической деформации, совершают при этом надбарьерное скольжение, а их скорость достигает от нескольких десятков до тысяч метров в секунду. Весьма эффективным инструментом исследования процессов, происходящих при высокоскоростной деформации, является развитая нами теория динамического взаимодействия структурных дефектов, позволяющая в рамках единого подхода решить аналитически широкий круг задач динамики дислокаций, объяснить ряд имеющихся экспериментальных данных, предсказать новые динамические эффекты, а также выявить общие черты протекания процессов в совершенно

разных физических системах [5–8]. Механизм диссипации при высокоскоростной деформации заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации, совершающей надбарьерное скольжение, в энергию ее поперечных колебаний в плоскости скольжения. Этот механизм весьма чувствителен условиям возникновения этих колебаний, т.е. зависит от спектра дислокационных колебаний, в первую очередь от наличия в нем щели. Наличие такой щели означает, что дислокация совершает колебания в потенциальной параболической яме, которая перемещается по кристаллу вместе с дислокацией. Такая яма может быть создана коллективным взаимодействием точечных дефектов, коллективным междислокационным взаимодействием, силами изображения в приповерхностном слое, магнитоупругим взаимодействием. В материалах с гигантской магнитострикцией именно магнитоупругое взаимодействие вносит главный вклад в формирование спектральной щели. Наличие щели оказывает существенное влияние на характер и величину динамического торможения дислокации различными структурными дефектами, а, следовательно, и на формирование их механических свойств. Гигантскую магнитострикцию в области низких температур демонстрируют Tb, Dy, Ho, Er и ферриты-гранаты этих металлов (например, $Tb_3Fe_5O_{12}$) – на два-три порядка выше, чем магнитострикция в сплавах и ферритах группы Fe. При комнатных температурах такие значения магнитострикции можно получить, используя ферримагнитные соединения $DyFe_2$, $HoFe_2$, $DyFe_3$. Важным типом структурных дефектов, влияющих на свойства материалов, являются дислокационные петли, которые могут возникать при ковке, штамповке, в результате релаксации напряжений вблизи нановключений, но наиболее высоких значений концентрация петель достигает при радиационном облучении.

Целью данной работы является теоретический анализ динамики дислокаций в кристаллах с гигантской магнитострикцией, содержащих дислокационные петли.

Пусть бесконечная краевая дислокация движется под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в положительном направлении оси OX с постоянной скоростью v в ферромагнитном кристалле с магнитной анизотропией типа “легкая ось”. Ось легкого намагничения параллельна оси OY, направление намагниченности и магнитного поля совпадает с положительным направлением этой оси. Линия дислокации параллельна оси OZ, вектор Бюргерса дислокации параллелен оси OX. Плоскость скольжения дислокации совпадает с плоскостью XOZ, а ее положение определяется функцией

$$X(y=0,z,t)=vt+w(y=0,z,t) \qquad (1)$$

Плоскости неподвижных дислокационных петель параллельны плоскости скольжения дислокации, а их центры распределены в кристалле случайным образом. Все дислокационные петли являются призматическими. Будем считать их одинаковыми (обозначим их радиус a) и имеющими одинаковые векторы Бюргерса $\mathbf{b_0}=(0,\ -b_0,\ 0)$ параллельные оси OY. Уравнение движения дислокации имеет вид

$$m\left\{\frac{\partial X^2}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}\right\}=b\left[\sigma_0+\sigma_{xy}^L\right]-B\frac{\partial X}{\partial t}\ . \qquad (2)$$

Здесь введены следующие обозначения: m – масса единицы длины дислокации, σ_{xy}^L – компонента тензора напряжений, создаваемых на линии дислокации неподвижными дислокационными петлями, B – константа фононного торможения, m – масса единицы длины дислокации, c – скорость звука в кристалле, b – модуль вектора Бюргерса движущейся дислокации.

В рассматриваемом нами случае спектр дислокационных колебаний имеет вид

$$\omega(p_z)=\sqrt{c^2p_z^2+\Delta^2} \qquad (3)$$

Щель формируется в основном благодаря магнитоупругому взаимодействию и, согласно [7], определяется выражением

$$\Delta_M = \frac{B_M b}{4c_s}\sqrt{\frac{\omega_M}{\pi m}\ln\frac{\theta_c}{\varepsilon_0}} \qquad (4)$$

Здесь $B_M = \lambda M_0$, M_0 – намагниченность насыщения, λ – константа магнитоупругого взаимодействия, $\omega_M = gM_0$, g – гиромагнитное отношение, θ_c – температура Кюри. Параметры ε_0 и c_s определяют спектр магнонов в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось, когда магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии: $\varepsilon_k = \varepsilon_0 + c_s^2 k^2$ (k – волновой вектор). В случае кристаллов с гигантской магнитострикцией вклад магнитоупругого взаимодействия в формирование спектральной щели оказывается самым существенным, т.е. $\Delta = \Delta_M$, поэтому на формирование механических свойств таких материалов существенное влияние оказывают их магнитные характеристики.

Воспользовавшись результатами теории динамического взаимодействия структурных дефектов, мы можем вычислить вклад дислокационных петель в величину динамического предела текучести кристалла по формуле

$$\sigma_L = \frac{n_L b_0}{8\pi^2 m}\int d^3p\,|p_x|\left|\sigma_{xy}(\mathbf{p})\right|^2 \delta\left\{p_x^2 v^2 - \Delta^2 - c^2 p_z^2\right\} \qquad (5)$$

где n_L – объемная концентрация дислокационных петель, а интегрирование выполняется по всему импульсному пространству.

В области скоростей $v < v_L$, где $v_L = a\Delta$, сила динамического торможения движущейся краевой дислокации дислокационными петлями имеет характер сухого трения, т.е. не зависит от скорости дислокационного скольжения. В этой области скоростей вклад динамического торможения дислокации петлями равен

$$\sigma_L = \frac{4n_L \mu a c c_s}{(1-\gamma)^2 B_M \sqrt{\frac{\omega_M}{\pi m}\ln\frac{\theta_c}{\varepsilon_0}}} \qquad (6)$$

Здесь μ – модуль сдвига, γ – коэффициент Пуассона.

Оценим вклад петель при деформировании гадолиния. Для значений $c = 3\cdot10^3$ м/с, $\mu = 2{,}2\cdot10^{10}$ Па, $\gamma = 0{,}25$, $n_L = 1{,}7\cdot10^{23}$ м$^{-3}$, $a = 5\cdot10^{-9}$ м получим $\sigma_L = 40$ МПа, что составляет примерно 20 % предела текучести гадолиния, не содержащего дислокационных петель. Таким образом, исследуемый механизм диссипации может существенно влиять на механические свойства кристаллов, обладающих гигантской магнитострикцией.

Список использованных источников:

1. Batani D. Matter in extreme conditions produced by lasers / Europhysics Letters. – V. 114. – 2016 – P. 65001(1–7).

2. Yanilkin A.V., Krasnikov V.S., Kuksin A.Yu., Mayer A. E. Dynamics and kinetics of dislocations in Al and Al-Cu alloy under dynamic loading / International Journal of Plasticity. – V. 55. – 2014. –P. 94-107.

3. Lee J., Veysset D., Singer J., Retsch M., Saini G., Pezeril T., Nelson K., Thomas E. High strain rate deformation of layered nanocomposites / Nature Communications. – № 3. –2012. – P.1164.

4. Smith R. F., J. H. Eggert, Rudd R. E., Swift D. C., Bolme C. A. High strain-rate plastic flow in Al and Fe Collins / Journal of Applied Physics.– V. 110. – 2011– P. 123515(1–11).
5. Malashenko V.V. Dynamic drag of dislocation by point defects in near-surface crystal layer / Modern Phys. Lett. B. – 2009. – V. 23, № 16. – P. 2041–2047.
6. Malashenko V.V. Dynamic drag of edge dislocation by circular prismatic loops and point defects // Physica B: Phys. Cond. Mat. – № 2, V. 404. – 2009. – P. 3890–3892.
7. Малашенко В. В., Соболев В. Л., Худик Б. И. Торможение дислокации с дефектами в магнетике / Металлофизика. – № 5, т. 29. – 1986. – С. 1614–1616.
8. Малашенко В.В. Зависимость динамического предела текучести бинарных сплавов от плотности дислокаций при высокоэнергетических воздействиях / ФТТ.– № 10, т. 62. –2020. – С. 1683-1685.

УДК 538.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРА И СТРУКТУРЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОЛЕБАНИЙ КОМПОНЕНТ НАМАГНИЧЕННОСТИ И УПРУГОГО СМЕЩЕНИЯ ПРИ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННОМ ВОЗБУЖДЕНИИ МАГНИТНОЙ ПЛЕНКИ

Плешев Д. А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина,
доцент кафедры ФиАТПиП СЛИ (филиал) СПбГЛТУ

Власов В. С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Котов Л. Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Асадуллин Ф. Ф.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой ФиАТПиП СЛИ (филиал) СПбГЛТУ

Щеглов В. И.

к.ф.-м.н., с.н.с., институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *В работе рассматриваются колебания магнитоупругой подсистемы ферритовой пленки возбужденные амплитудно-модулированным переменным магнитным полем. Выявлена возможность детектирования колебаний на частоте модуляции за счет магнитострикционных свойств магнитной пленки. Определена зависимость возбуждения магнитной и упругой динамики от материальных параметров и параметров возбуждения.*

Ключевые слова: *детектирование колебаний, магнитные пленки, магнитоакустика, композитные пленки, магнитострикция, нелинейные колебания*

RESEARCH OF THE CHARACTER AND STRUCTURE OF MAGNETIZATION AND ELASTIC DISPLACEMENT COMPONENTS EXCITATION UNDER AMPLITUDE-MODULATED EXCITATION OF MAGNETIC FILM

Pleshev D. A.

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department, SSU named after Pitirim Sorokin, Professor assistant of the FiATPiP Department, SFI branch campus SPbSFTU

Vlasov V. S.

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department,
SSU named after Pitirim Sorokin

Kotov L. N.

Dr.Sc., Professor, Head of Radiophysics and Electronics Department,
SSU named after Pitirim Sorokin

Asadullin F. F.

Dr.Sc., Professor, Head of FiATPiP Department, SFI branch campus SPbSFTU

Shcheglov V. I.

Ph.D., Senior researcher, Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS

Annotation. *The paper considers the magnetoelastic subsystem oscillations of a ferrite film excited by an amplitude-modulated alternating magnetic field. The possibility of detecting oscillations on a frequency of modulation due to the magnetostrictive properties of the magnetic film has been revealed. The dependences of the oscillation excitation of the magnetization and elastic displacement components on the material parameters and parameters of excitation are revealed.*

Keywords: *oscillation detection, magnetic films, magneto acoustics, composite films, magnetostriction, nonlinear oscillations*

Введение

Применение тонких магнитных периодических структур, композитных и однокомпонентных пленок с минимальными массогабаритными параметрами находят применение в широком спектре радиотехнических устройств. Одним из перспективных материалов для изучения возможностей подобных устройств является железоиттриевый гранат (ЖИГ). Для приема и регистрации высокочастотных сигналов в традиционной радиотехнике используется метод детектирования на нелинейном элементе, но в СВЧ диапазоне их применение имеет низкую эффективность вследствие их высокой межэлектродной емкости. Использование магнитоупругих детекторов сигналов позволяет обойти данное ограничение, а использование геометрии тонкой нормально намагниченной пленки позволяет избежать влияния обменных спиновых волн при их параметрическом возбуждении [1].

Общая схема эффекта детектирования в рамках описанной задачи подробно описана в работе [2]. Однако, зависимость динамики магнитной и упругой подсистемы от типа поляризации возмущающего переменного магнитного поля, характер параметрических портретов намагниченности и упругого смещения описаны лишь частично.

Настоящая работа посвящена рассмотрению характера возбуждения колебаний компонент намагниченности и упругого смещения, а также структуры их параметрических портретов в различных режимах возбуждения.

Постановка задачи

Задача решается в декартовой системе координат, центр которой совпадает с центром пленки. Магнитная пленка толщиной d с магнитными, упругими и магнитоупругими свойствами обладает кубической кристаллографической симметрией (рис. 1). Пленка помещена в постоянное магнитное поле H_0 ориентированного вдоль положительного направления оси *Oz*. Магнитная и упругая подсистемы возбуждаются приложенным в плоскости пленки переменным магнитным полем h_0.

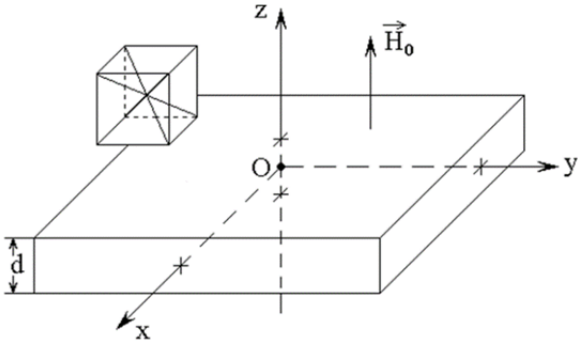


Рис. 1. Геометрия задачи

Система уравнений для намагниченности и упругих смещений имеет вид (1)-(2) и решается численно методом Рунге-Кутта 7-8 порядка с контролем точности на каждом шаге [3, 4].

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -|\gamma|\left[\vec{M} \times \vec{H}_{eff}\right] + \frac{\alpha}{M}\left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}\right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u_{xy}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{xy}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho}\frac{\partial^2 u_{xy}}{\partial z^2} \quad (2)$$

Материальные параметры пленки выбраны характерными для железоиттриевого граната (ЖИГ): $4\pi M_0 = 1750$ Гс, $H_0 = 2750$ Э, параметр диссипации магнитной и упругой подсистемы равны $\alpha = 0.02$ и $\beta = 2 \cdot 10^8$ с$^{-1}$, напряженность переменного магнитного поля составила $h_{0x} = h_{0y} = (0 \div 2) \cdot 10^3$ Э. Частота ФМР составляет 2800 Гц, а частота модуляции равна частоте акустического резонанса при толщине пленки 6,865 мкм, что соответствует 280 Гц.

Результаты

Как показано в работе [3], необходимым условием реализации эффекта детектирования является возбуждение магнитной подсистемы пленки линейно поляризованным магнитным полем. При малых амплитудах напряженности переменного поля параметрический портрет при круговой и линейной поляризации представляет собой окружность (рис. 2a, 2d). С ростом напряженности поля портрет при круговой поляризации сохраняет форму правильной окружности (рис. 2b), а при линейной – приобретает форму эллипса, ориентированного вдоль оси Ox, то есть вдоль направления поляризации поля (рис. 2e). Увеличение амплитуды переменного поля вызывает растягивание эллипса вдоль оси поляризации с образованием перемычки, а спектр колебаний намагниченности и упругого смещения обогащается низкочастотными и высокочастотными гармониками (рис. 2f).

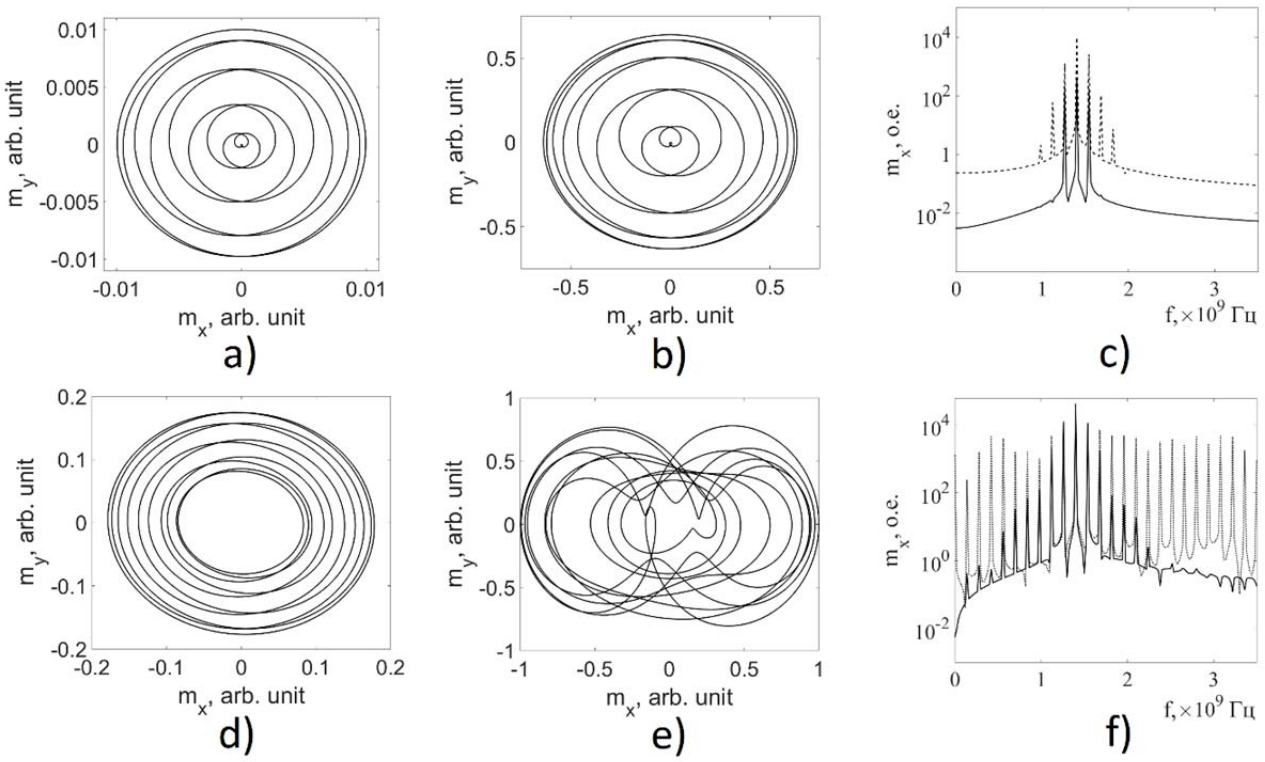


Рис. 2. Параметрические портреты и спектры колебаний намагниченности и упругого смещения при $h_0 = 10$ Э – a, d, c, и при $h_0 = 1000$ Э – b, e, f. Круговая поляризация – a, b, сплошные линии на c, f; линейная поляризация – d, e, пунктирные линии на c, f.

Из рис. 3 видно, что колебания компоненты вектора намагниченности m_z происходят на частоте модуляции, что позволяет предположить наличие вклада продольных колебаний намагниченности в поперечные упругие смещения. Расчеты, проведенные в работе [5], подтверждают, что колебания продольной компоненты намагниченности значительно влияют на поперечные колебаний упругой подсистемы за счет ее прямого возбуждения на частоте модуляции.

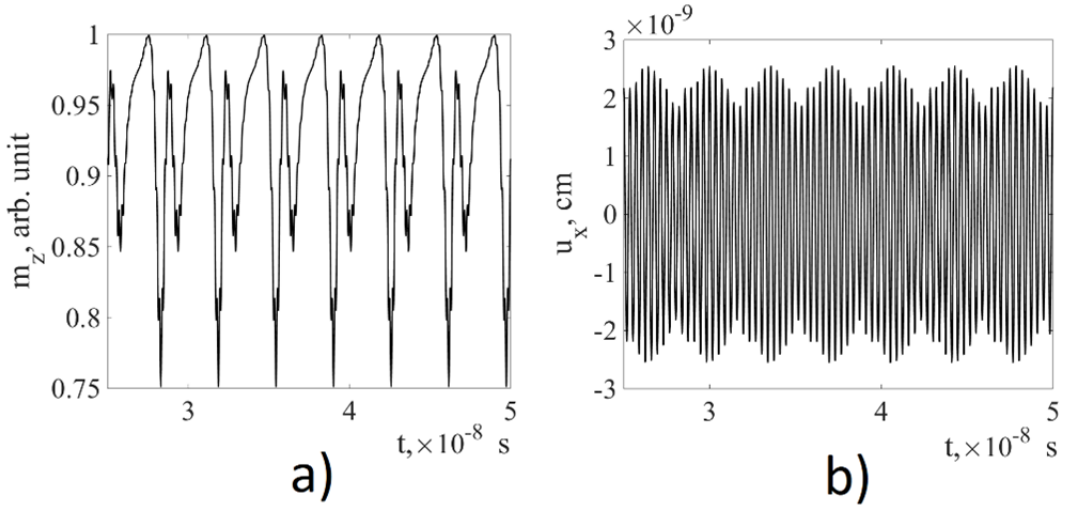


Рис. 3. Колебания намагниченности m_x (a) и упругого смещения u_x (b) при амплитуде переменного поля h_0 = 500 Э

Выводы

Рассмотрено детектирование амплитудно-модулированного сигнала, основанное на резонансных магнитоакустических свойствах магнитных пленок.

Выявлена роль поляризации возмущающего магнитного поля при детектировании. Механизм нестационарного отклонения вектора намагниченности при больших амплитудах напряженности поляризованного возмущающего магнитного поля оказывает значительное влияние на генерацию гармоник, в том числе на частоте модуляции.

Показано, что значительное влияние на процесс детектирования оказывает эффективное возбуждение продольной компоненты намагниченности m_z, частота биений которой совпадает с частотой модуляции и частотой акустического резонанса пленки.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048) и при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, p_a).

Список использованных источников

1. Sementsov D.I., Shuty A.M. Nonlinear regular and stochastic dynamics of magnetization in thin–film structures // Physics Uspekhi. – 2007. – vol. 50, № 8. – P. 793.

2. Нелинейное детектирование магнитоупругих колебаний в режиме амплитудной модуляции / Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журнал радиоэлектроники. – 2019. – № 3. – С.1–68.

3. Investigation of nonlinear dynamics of magnetoelastic oscillations in normal magnetized ferrite plate / Pleshev D.A., Asadullin F.F., Poleshikov S.M., Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. // Solid State Phenomena. – 2015. – T. 233–234. – P. 471–475.

4. Conditions for division and multiplication of frequencies in ferrite / Pleshev D., Asadullin F., Poleshchikov S., Vlasov V., Kotov L., Shavrov V., Shcheglov V. // EPJ Web of Conferences. Moscow International Symposium on Magnetism, MISM. – 2017, 2018. – C. 02004.

5. Nonlinear excitation of hypersound in a ferrite plate under the ferromagnetic–resonance conditions / Vlasov V.S., Kotov L.N., Shavrov V.G., Shcheglov V.I. // Journal of Communications Technology and Electronics. – 2009. – V.54, №7. – P.821.

УДК 538.9

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ МАГНИТОУПРУГОЙ ДИНАМИКИ ПЛЕНКИ ЖИГ ОТ АМПЛИТУДНО-МОДУЛИРОВАННЫХ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Чупров И. А.

аспирант СГУ им. Питирима Сорокина

Асадуллин Ф. Ф.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой ФиАТПиП СЛИ (филиал) СПбГЛТУ

Котов Л. Н.

д.ф.-м.н., профессор, зав. кафедрой РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Плешев Д. А.

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Власов В. С.

к.ф.-м.н., доцент кафедры РиЭ СГУ им. Питирима Сорокина

Щеглов В. И.

к.ф.-м.н., с.н.с., институт радиотехники и электроники им В.А. Котельникова РАН

Аннотация. *В работе рассматривается зависимость колебаний намагниченности и упругих смещений магнитной пленки от глубины амплитудной модуляции возмущающего внешнего амплитудно-модулированного магнитного поля.*

Ключевые слова: *магнитные пленки, магнитоакустика, нелинейные колебания*

RESEARCH OF MAGNETOELASTIC DYNAMICS DEPENDENCE OF THE YIH FILM ON AMPLITUDE-MODULATED OSCILLATIONS OF THE MAGNETIC FIELD

Chuprov I. A.

Post-graduate student of SSU named after Pitirim Sorokin

Asadullin F. F.

Dr.Sc., Professor, head of FiATPiP Department, SFI branch campus SPbSFTU

Kotov L. N.

Dr.Sc., Professor, head of Radiophysics and Electronics Department,
SSU named after Pitirim Sorokin

Pleshev D. A.

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department,
SSU named after Pitirim Sorokin

Vlasov V. S.

Ph.D., Professor assistant of the Radiophysics and Electronics Department,
SSU named after Pitirim Sorokin

Shcheglov V. I.

Ph.D., Senior researcher, Institute of Radioengineering and Electronics of the RAS

Annotation. *The paper considers dependence of magnetization and elastic displacements oscillations of the magnetic film on the amplitude modulation coefficient of the disturbing external amplitude-modulated magnetic field*

Keywords: *magnetic composite films, magneto acoustics, nonlinear oscillations*

Введение

В связи с широким применением магнитострикционных преобразователей на основе однокомпонентных и композитных тонкоплёночных ферритовых структур, особое внимание привлекают материалы на основе железоиттриевого граната (ЖИГ), обладающие высокой добротностью [1]. Использование геометрии нормально намагниченной тонкой пластины позволяет избежать параметрического возбуждения обменных волн и увеличить мощность возбуждаемых гиперзвуковых колебаний более чем на два порядка [1-2].

В работе [2] показана возможность реализации детектирования амплитудно-модулированного переменного магнитного поля второго порядка, а именно за счет поперечных колебаний упругого смещения. Однако несмотря на глубокую проработку темы, ряд вопросов остался вне поля рассмотрения.

Настоящая работа посвящена исследованию зависимости характера колебаний компонент намагниченности и упругого смещения от коэффициента амплитудной модуляции при возбуждении магнитной пленки переменным амплитудно-модулированным магнитным полем.

Формулировка задачи и основные уравнения

Рассмотрим магнитную пленку толщиной d из материала, обладающего кубической кристаллографической симметрией, имеющую магнитоупругие свойства. Оси Ox, Oy и Oz параллельны ребрам куба кристаллографической ячейки. Пленка находится во внешних постоянном и переменном магнитных полях. Постоянное подмагничивающее поле $\boldsymbol{H}_0 = 2750$ Э направлено по нормали к плоскости пленки, а возбуждающее систему переменное магнитное поле $\boldsymbol{h}_0$ поляризовано в плоскости пленки вдоль оси Ox (рис. 1).

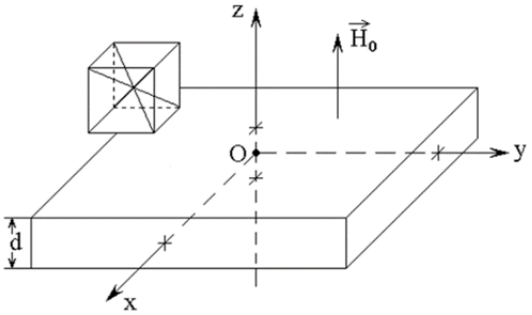


Рис. 1. Геометрия задачи

Полная плотность энергии магнитной пленки U в поле $H = \{h_x; h_y; H_0\}$ равна сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергий. Система уравнений для намагниченности и упругих смещений имеет вид (1)-(2) и решается численно методом Рунге-Кутта 7-8 порядка с контролем точности на каждом шаге.

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -|\gamma|\left[\vec{M} \times \vec{H}_{eff}\right] + \frac{\alpha}{M}\left[\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}\right] \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho}\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2} \quad (2)$$

При численном моделировании использовались параметры пленок ЖИГ [2, 3]. Параметры диссипации магнитной и упругой подсистемы взяты несколько больше реальных для обеспечения более эффективной релаксации колебаний – $\alpha = 0.02$ и $\beta = 2 \cdot 10^8$ с$^{-1}$. Напряженность переменного магнитного поля с линейной поляризацией составила $h_{0x} = (0 \div 2) \cdot 10^3$ Э. Частота ФМР равна 2800 Гц, а частота модуляции – 280 Гц, что соответствует частоте акустического резонанса при толщине пленки $d = 6.865$ мкм.

Результаты

При малой напряженности переменного магнитного поля $h_{0x} \leq 10$ Э глубина модуляции практически не влияет на характер колебаний намагниченности и упругого смещения, т.к. возбуждение происходит в линейном режиме (рис. 2).

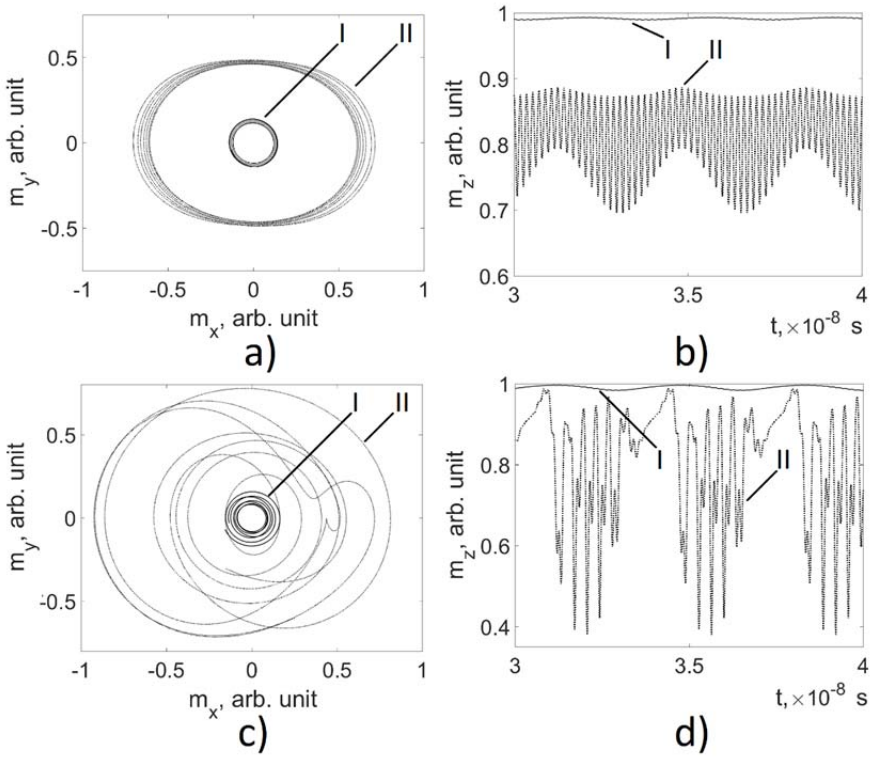


Рис. 2. Параметрические портреты (a, c) и развертки во времени (b, d) колебаний компоненты вектора намагниченности m_z при глубине амплитудной модуляции m = 0.25 (a, b), и при m = 1 (c, d); напряженность переменного поля h_0 = 10 Э (линии I) и h_0 = 500 Э (линии II)

При напряженности переменного магнитного поля $h_{0x} > 10$ Э и коэффициенте амплитудной модуляции не превышающего значения $m \approx 0.8$ параметрический портрет колебаний вектора намагниченности приобретает эллипсоидальную форму с образовывающимся на оси *Oy* искажением – горловиной (рис. 2a), а колебания компоненты вектора намагниченности m_z модулированы на частоте акустического резонанса (рис. 2b). Увеличение коэффициента амплитудной модуляции до единицы при больших значениях напряженности переменного поля приводит к значительным искажениям колебаний намагниченности (рис. 2c, d).

Рост напряженности переменного магнитного поля до $h_{0x} = 2000$ Э при коэффициенте амплитудной модуляции $m < 0.8$ приводит к сближению краев горловины, которые образуют перетяжку при $h_0 \approx 1100$ Э, смыкающуюся при достижении полем значения $h_0 \approx 1900$ Э (рис. 3a). Увеличение коэффициента амплитудной модуляции до $m = 1$ при сохранении параметров переменного поля кардинально меняет характер динамики намагниченности. В диапазоне напряженности поля $h_0 \approx 1000 \div 1700$ Э колебания намагниченности приобретают квазихаотический характер (рис. 3b), а к $h_0 \approx 2000$ колебания намагниченности притягиваются к замкнутой периодической траектории (рис. 3c).

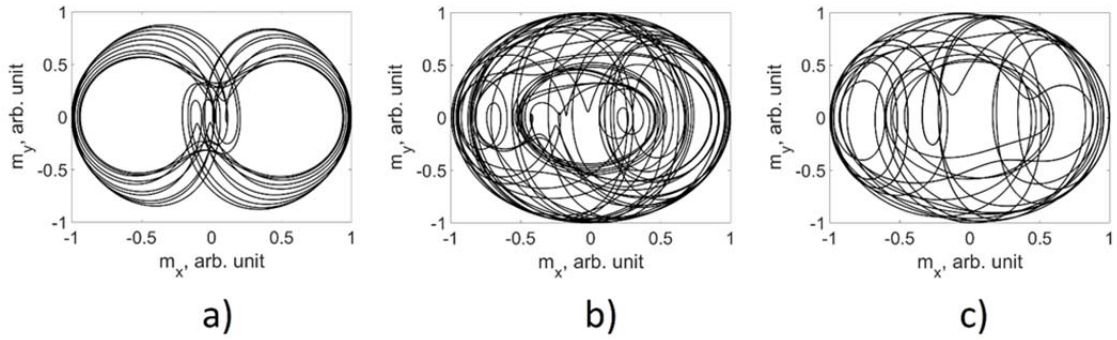


Рис. 3. Параметрические портреты колебаний намагниченности при коэффициенте амплитудной модуляции m = 0.25 (a), и при m = 1 (b, c) при h_0 = 1500 Э (b) и h_0 = 2000 Э (a, c)

Амплитуда напряженности поля h_0 оказывает влияние на общую динамику магнитоупругой подсистемы. При $h_0 \approx 80 \div 250$ Э система переходит в нелинейный режим возбуждения, что вызывает повышение эффективности модуляции. При $h_0 \approx 1000$ Э конус прецессии разворачивается на 90°, что приводит к снижению глубины модуляции для намагниченности и росту для упругих смещений, за счет эффективной накачки упругой подсистемы (рис. 4).

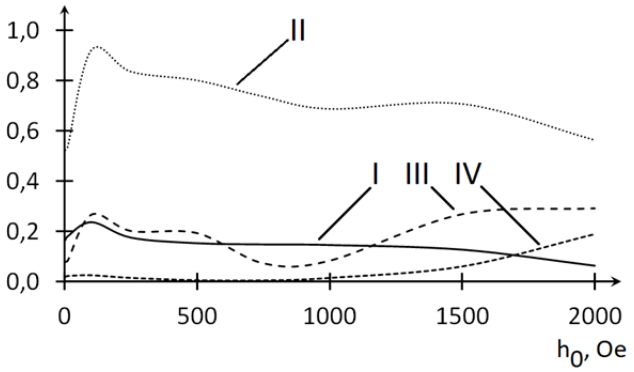


Рис. 4. Зависимость глубины модуляции намагниченности (I, II) и компоненты упругого смещения u_x (III, IV) от коэффициента амплитудной модуляции переменного поля m = 0.25 (I, IV) и m = 1 (II, III).

Выводы

Рассмотрено влияние амплитудно-модулированного магнитного поля на динамику намагниченности и упругого смещения. Выявлено взаимное влияние коэффициента амплитудной модуляции и напряженности переменного амплитудно-модулированного поля на характер динамики намагниченности. Показано, что низкий коэффициент амплитудной модуляции обеспечивает более стабильный процесс детектирования, а высокий $m \approx 1$ эффективнее модулирует колебания магнитной и упругой подсистем, но при определенных условиях приводит к генерации квазихаотических колебаний.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048) и при поддержке Республики Коми и Российского фонда фундаментальных исследований (грант РФФИ и Правительства Республики Коми, № 20-42-110004, p_a).

Список использованных источников

1. Sementsov D.I., Shuty A.M. Nonlinear regular and stochastic dynamics of magnetization in thin–film structures // Physics Uspekhi. – 2007. – vol. 50, № 8. – P. 793.

2. Нелинейное детектирование магнитоупругих колебаний в режиме амплитудной модуляции / Власов В.С., Плешев Д.А., Шавров В.Г., Щеглов В.И. // Журнал радиоэлектроники. – 2019. – № 3. – С.1–68.

3. Hypersound excitation of magnetization and elastic displacement in case of magnetization reversal / Asadullin F., Pleshev D., Vlasov V., Kotov L., Poleshchikov S., Shavrov V., Shcheglov V. // EPJ Web of Conferences. Moscow International Symposium on Magnetism, MISM. – 2017, 2018. – C. 02017.

Биомагнетизм – предполагаемая способность некоторых людей притягивать предметы к своему телу…

cyberpedia.su

БИОМАГНЕТИЗМ

УПРАВЛЕНИЕ КЛЕТОЧНОЙ ДИНАМИКОЙ И АГЛОМЕРАЦИЕЙ МАГНИТНЫХ НАНОЧАСТИЦ МАТРИЦАМИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ МИКРО-ПРОВОДОВ
(Обзор-обобщение*)

Беклемишева А.В.
Национальный исследовательский технический университет (НИТУ МИСиС)

Панина Л.А.
Национальный исследовательский технический университет (НИТУ МИСиС)

Аннотация: *Предлагается альтернативная периодическая система аморфных ферромагнитных микро-проводов на основе Co, в биосовместимой оболочке, которые обладают магнитомягкими свойствами и могут быть легко намагничены вдоль диаметра, создающие сильные градиентные магнитные поля. Предлагаемая система представляет интерес для применения в клеточной терапии и представляет оригинальный метод бесконтактного магнитного захвата, контроля движения клеток и точечной доставки лекарств.*

Ключевые слова: *диамагнитный захват, парамагнитный захват, микро-провода.*

CONTROL OF CELLULAR DYNAMICS AND AGGLOMERATION OF MAGNETIC NANOPARTICLES BY MATRICES OF FERROMAGNETIC MICROWIRES

Beklemisheva A.V.
National Research Technical University (NUST MISIS)

Panina L.A.
National Research Technical University (NUST MISIS)

Abstract: *An alternative periodic system of amorphous ferromagnetic microwires based on Co is proposed, in a biocompatible sheath, which have soft magnetic properties and can be easily magnetized along the diameter, creating strong gradient magnetic fields. The proposed system is of interest for use in cell therapy and represents an original method of non-contact magnetic capture, control of cell movement and drug delivery.*
Key words: *diamagnetic capture, paramagnetic capture, microwires.*

Методы клеточных манипуляций (сортировки, управления суспензией, внутриклеточными процессами), как и методы контроля движения магнитных наночастиц, активно используются и изучаются в биофизике [1-2]. Как показано в различных работах диамагнитные клетки (например, мезенхимальные стволовые клетки [3]) чувствительны к сильным магнитным полям. Разработаны различные системы сортировки и захвата клеток [4].

Предлагается альтернативная периодическая система аморфных ферромагнитных микро-проводов на основе Co, в биосовместимой оболочке, которые обладают магнитомягкими свойствами и могут быть легко намагничены вдоль диаметра, создающие сильные градиентные магнитные поля, порядка 10^3-10^5 Тл/м.

Такие матрицы могут внедряться в ткани тела, кровотоки, клеточные суспензии и использоваться для поддержания функционирования и движения магнитных наночастиц в

тканях крови и тела, организации клеточной суспензии магнитомаркерованных клеток. Например, ускоренной диффузии магнитных наночастиц, находящихся в жидкости-носителе. Рисунок 1-2 показывает квазистационарное распределение МНЧ вблизи диаметрально намагниченных микро-проводов. Для коэффициента диффузии порядка $3 \cdot 10^{-12} m^2/s$, радиуса провода 10 микрон, намагниченности провода 500 Г и относительной магнитной восприимчивости МНЧ порядка 10^{-2} характерное время выхода на стационарный режим составляет порядка 30 секунд. Можно продемонстрировать, при парамагнитной восприимчивости порядка 10^{-4} и характерных параметров диффузии в жидкости концентрация частиц локализуется вблизи системы из пары микро-проводов (Рис. 2) в течение 30 секунд.

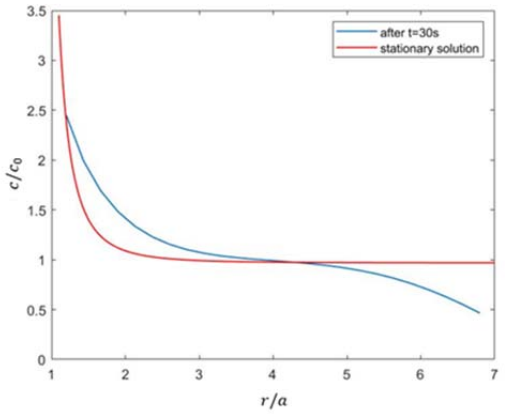


Рис.1. Распределение концентрации парамагнитных частиц c/c_0 (нормированной на начальную концентрацию $c_0 = 10^{-2}$)) через 30 с включения намагниченности проволоки по диаметру, r/a - нормированная полярная координата. Расчет ведется по параметрам $D = 3 \times 10^{-12} \frac{m^2}{s}$, $\chi = 10^{-4}$, $V = 10^{-21}\, m^3$, $a = 15\, \mu m$, $M = 0.5\, MA/m$.

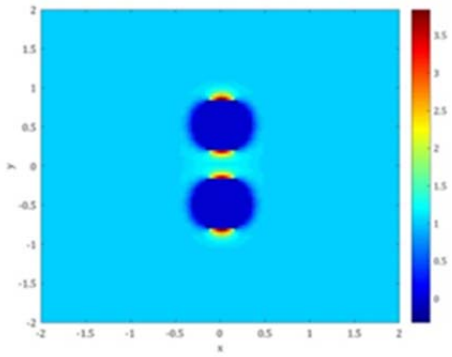


Рис.2.Перераспределение потока МНЧ (8) под влиянием магнитного поля пары диаметрально намагниченных микро-проводов, $D = 3 \cdot 10^{-12} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$, T=300K, $\rho = 10^3 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$, $k_B = 1.38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{дж}}{K}$, $V = 5 \cdot 10^{-18} \text{м}^3$ $\chi = 10^{-2}$.

Также диаметральная намагниченность позволяет реализовать минимум магнитной потенциальной энергии (как показано на Рис. 2, где представлены эквипотенциальные кривые плотности магнитной энергии), и создать уникальный профиль распределения магнитного поля с седловидным минимумом, что позволяет реализовать левитацию диамагнитных клеток с относительной восприимчивостью порядка 10^{-5}. Соответственно, такие поля могут быть востребованы для бесконтактного удержания диамагнитных клеток, левитации диамагнитных клеток, диамагнитного захвата, сортировки суспензии клеток.

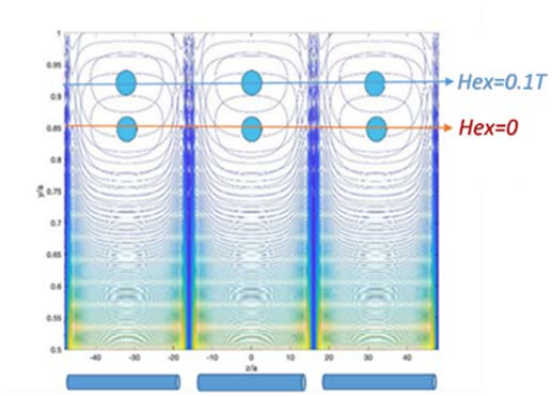


Рис. 3. Кривые эквипотенциальной плотности энергии $U + U_g$ в координатах (y, z) при x = 0 для периодической системы микропроводов. Плотность гравитации $= 10^4 N/m^3$, $\chi = -10^{-5}$. Высота парения несколько увеличивается при наличии намагничивающего поля 0,1 Тл.

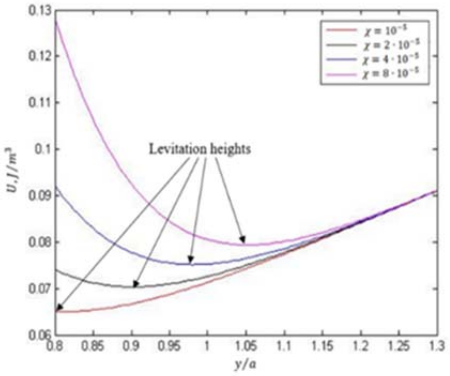


Рис. 4: Зависимость плотности энергии U (y / a) от высоты y над микропроволочной системой для различных значений диамагнитной восприимчивости.

Предлагаемая система представляет интерес для применения в клеточной терапии и представляет оригинальный метод бесконтактного магнитного захвата, контроля движения клеток и точечной доставки лекарств.

Список использованных источников

1. Nguyen H. P., Vy T. H. Pham et al The effect of a high frequency electromagnetic field in the microwave range on red blood cells// British Journal of Applied Science & Technology 2017. 7. № 10798

2. Kunze A., Murray C. T. et al Modulating motility of intracellular vesicles in cortical neurons with nanomagnetic forces//Lab on chip 2017. № 17. 842

3. Zablotskii V., Dejneka A., Dempsey N. M. et al Life on Magnets: Stem Cell Networking on Micro-Magnet Arrays // PLoS ONE. 2013. № 8 e70416.

4. Kauffmann P.,Dempsey N. M. at all Diamagnetically trapped arrays of living cells above micromagnets// Lab Chip. 2011. № 11 3153

УДК 537.6

РАЗРАБОТКА МЕТОДИКИ ДИАГНОСТИРОВАНИЯ БОЛЕЗНИ КРОНА С ПОМОЩЬЮ ГИБРИДНЫХ НАНОЧАСТИЦ Fe_3O_4-Au

Григорьева З.А.

Научно-Образовательный Центр «Умные материалы и биомедицинские приложения»

Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Гриценко К.А.

Научный сотрудник с ученой степенью кандидата наук Научно-Образовательного Центра «Умные материалы и биомедицинские приложения»

Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Левада Е.В.

Старший научный сотрудник, Заведующая лабораторией биомедицинских приложений Научно-Образовательного Центра «Умные материалы и биомедицинские приложения»

Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Родионова В.В.

Директор Научно-Образовательного Центра «Умные материалы и биомедицинские приложения»

Балтийский Федеральный Университет имени Иммануила Канта

Аннотация. *Работа посвящена разработке новой методики диагностирования болезни Крона. В эксперименте использовались ферромагнитные наночастицы различных размеров, введенные перорального мышам двух групп: здоровым и с имитацией болезни Крона. Были исследованы магнитные свойства образцов кала мышей с помощью метода вибрационной магнитометрии. В результате было установлено время взятия образцов кала мышей, при котором обнаруживается наибольший магнитный момент на единицу массы образца. Также был проведен сравнительный анализ результатов исследования магнитных свойств наночастиц в образцах, полученных от здоровых и больных мышей, на основе чего был сделан вывод о возможности проникновения наночастиц в стенки кишечника больных мышей. В результате было показано, как использования предложенного метода может служить для диагностики болезни Крона.*

Ключевые слова: *ферромагнитные наночастицы, болезнь Крона*

DEVELOPMENT OF A METHOD FOR DIAGNOSING CROHN'S DISEASE USING HYBRID NANOPARTICLES Fe_3O_4-Au

Grigoreva Z.A.

Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Gritsenko Ch.A.

Research Associate, Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Levada E.V.

Senior Research Associate «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Rodionova V.V.

Head of the Research and Educational Center «Smart Materials and Biomedical Applications», Immanuel Kant Baltic Federal University

Annotation. *The work is devoted to a new method of diagnosing Crohn's disease. In the experiment it was used ferromagnetic nanoparticles of various sizes injected orally to mice of two groups: healthy and with imitation of Crohn's disease. Magnetic properties of the samples were studied using the method of vibration sample magnetometry. The sampling time was established, at which the largest magnetic moment per unit mass of a sample was detected. A comparative analysis of the results for the healthy and sick mice was done. The possibility of a nanoparticle penetration into the intestinal tissue of sick mice was supposed. As a result, it was shown how the use of the proposed method can serve for the diagnosis of the Crohn's disease.*

Keywords: *ferromagnetic nanoparticles, Crohn's desease*

Болезнь Крона – это аутоиммунное заболевание, при котором воспаляется желудочно-кишечный тракт, при этом увеличивается межклеточное расстояние в эпителиальном слое конечного фрагмента тонкого и толстого кишечника [1]. В настоящее время современными диагностическими методами для выявления Болезни Крона являются: эндоскопия, магнитно-резонансная томография, анализы крови и кала, и др [2]. Однако, данные методы довольно общие, а симптоматика болезни Крона сходна с язвенным колитом кишечника, что затрудняет постановку правильного диагноза, а, следовательно, снижает эффективность лечения. В данной работе предложен метод диагностики болезни Крона с помощью ферромагнитных наночастиц Fe_3O_4-Au с формой типа «гантель», основанный на особенностях проницаемости стенок кишечника при острой стадии болезни Крона.

В эксперименте использовались лабораторные животные (мыши дикого типа), разделенные на две группы: контрольная (группа здоровых мышей) и экспериментальная группа мышей с воспалением кишечника, имитирующим симптомы болезни Крона, вызванным использованием раствора DSS (Dexstran Sodium Sulfat Sigma Aldrich). На начальном этапе эксперимента контрольной и экспериментальной группам был введен раствор наночастиц перорально в концентрации 200 мкг/мл. Экспериментальная группа была предварительно разделена на три подгруппы, в зависимости от диаметра ферромагнитной составляющей наночастиц (Fe3O4) d= 5 нм, 15 нм, 25 нм. На втором этапе эксперимента у обеих групп были взяты образцы кала в различное время после получения дозы наночастиц: через 0 часов, 8 часов и 24 часа.

Магнитные свойства образцов были исследованы с помощью метода вибрационной магнитометрии. Образцы кала мышей, не получивших дозу наночастиц, в присутствии магнитного поля демонстрируют диамагнитное поведение, что типично для биологических образцов. Для каждого образца был установлен магнитный момент единицы массы образца, при этом наибольшее значение обнаружено в образцах кала мышей, получавших наночастицы с диаметром d= 5 нм. Было установлено, что для группы здоровых мышей наибольший магнитный момент на единицу массы, и, возможно, объемной концентрации наночастиц с диаметром d= 5 нм в кале наблюдается спустя 8 часов после их введения, а наночастиц с диаметром d= 15 нм - спустя 24 часа. Для образцов с диаметром ферромагнитной составляющей d= 25 нм наибольший момент на единицу массы наблюдается спустя 24 ч после взятия образца. Также установлено, что ферромагнитные

наночастицы обнаружены и в кале больных мышей, при этом наибольший магнитный момент обнаружен в образцах мышей, получавших наночастицы с диаметром *d*= 25 нм. Магнитный момент на единицу массы у здоровых мышей в среднем выше в 2-5 раз, чем у больных, что, таким образом, может свидетельствовать о прохождении наночастиц в межклеточное расстояние стенок кишечника. На основе этих результатов был сделан вывод о возможности дальнейшего использования предложенного экспериментального метода для диагностики болезни Крона с помощью ферромагнитных наночастиц Fe_3O_4-Au.

Список использованных источников:

1. [1] Baumgart D. C., Sandborn W. J. Crohn's disease //The Lancet. – 2012. – Т. 380. – №. 9853. – С. 1590-1605.
2. [2] Beaugerie L. et al. Predictors of Crohn’s disease //Gastroenterology. – 2006. – Т. 130. – №. 3. – С. 650-656.

УДК 537.6/.8; 537.624; 537.622.4; 537.613

К ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ТРОМБА В СОСУДЕ С ПОМОЩЬЮ МАГНИТОИМПЕДАСНОГО ПЛЕНОЧНОГО СЕНСОРА: МОДЕЛЬНЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Мельников Г.Ю.

аспирант, Уральский федеральный университет

Лепаловский В.Н.

к.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Уральский федеральный университет

Сафронов А.П.

д.ф.-м.н., профессор, Уральский федеральный университет

Свалов А.В.

д.ф.-м.н., старший научный сотрудник, Уральский федеральный университет

Курляндская Г.В.

д.ф.-м.н., профессор-исследователь, Уральский федеральный университет

Аннотация. *В работе проводится модельный эксперимент по оценке возможности детектирования тромба с помощью магнитоимпедансного сенсора на основе пленочной структуры (FeNi/Cu)5/Cu/(FeNi/Cu)5. Основу функционирования прототипа составляет детектирование полей рассеяния, создаваемых магнитными частицами композиционного образца. Предложенная геометрия может быть использована как модельная при отработке условий локализации тромбов в кровеносных сосудах. Модельный образец представлял собой цилиндр из магнитного композита (эпоксидная смола + частицы оксида железа). Особенности геометрии полей рассеяния определялись с помощью моделирования в программном обеспечении Comsol.*

Ключевые слова: *гигантский магнитоимпедансный эффект, многослойные пленочные структуры, пермаллой, магнитные композиты, детектирование полей рассеяния*

TO THE POSSIBILITY OF DETECTING A THROMBE IN A VESSEL WITH THE HELP OF A MAGNETIC IMPEDESSED FILM SENSORA: A MODEL EXPERIMENT

Melnikov G.Yu.

PhD student, Ural Federal University

Lepalovskij V.N.

PhD, Senior researcher, Ural Federal University

Safronov A.P.

Dr.Sc., professor, Ural Federal University

Svalov A.V.

Dr.Sc., Senior researcher, Ural Federal University

Kurlyanskaya G.V.

Dr.Sc., Research professor, Ural Federal University

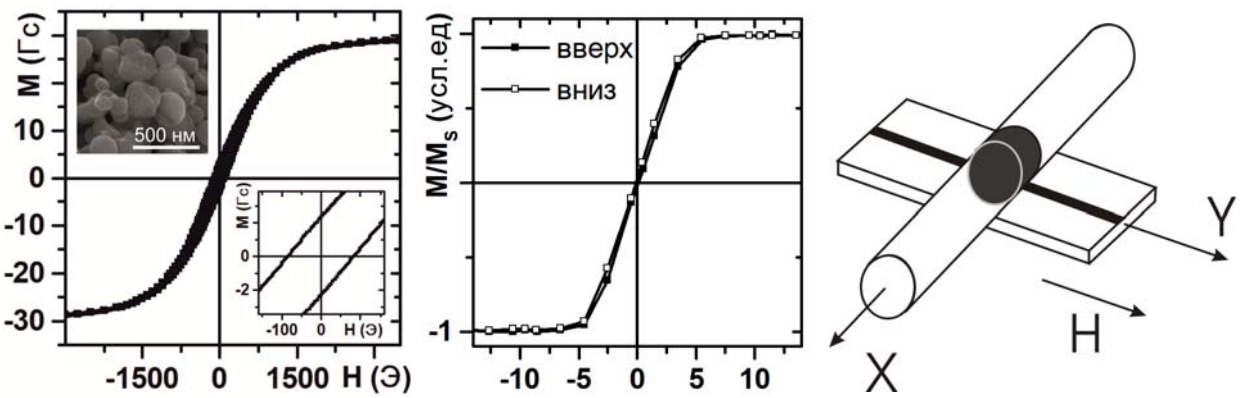
Annotation. *In this work, a model experiment is carried out to assess the possibility of detecting a thrombus using a magnetic impedance sensor based on the (FeNi/Cu)5/Cu/(FeNi/Cu)5 film structure. The basis for the functioning of the prototype is the detection of stray fields created by the magnetic particles of the composite sample. The proposed geometry can be used as a model for the development of conditions for localization of thrombus in blood vessels. The model sample was a magnetic composite cylinder (epoxy resin + iron oxide particles). The features of the geometry of the stray fields were determined using computer simulation with the Comsol software.*

Keywords: *giant magnetoimpedance effect, multilayered nanostructures, permalloy, magnetic composite, stray magnetic field*

Гигантский магнитоимпедансный эффект (ГМИ) – это изменение полного электрического сопротивления (импеданса) ферромагнитного проводника во внешнем магнитном поле при протекании по нему тока высокой частоты [1,2]. Многослойные пленочные структуры на основе пермаллоя привлекают к себе внимания, поскольку они обладают всеми свойствами необходимыми для получения чувствительных элементов с высоким ГМИ эффектом [3,4]. Разделение слоев пермаллоя немагнитными прослойками (наноструктурирование) в данном случае обусловлено тем, что при его толщинах порядка 200 нм происходит переход в «закритическое» состояние и ухудшение его магнитных свойств [4]. ГМИ эффект обладает высокой чувствительностью по отношению к внешнему магнитному полю. Это позволяет создавать на его основе высокочувствительные сенсоры малых магнитных полей и биосенсоры [5]. Одним из заболеваний, при диагностике и лечении которых могут быть использованы магнитные частицы и детекторы слабых магнитных полей, является тромбоз. Тромб - это патологический сгусток крови, образующийся при жизни пациента в просвете сосуда. Лечение тромбоза осуществляется хирургическим или медикаментозным путем, с использованием тромболитиков, которые часто вызывают много побочных эффектов. Одним из способов снижения побочных эффектов, является адресная доставка лекарства к тромбу с помощью магнитных частиц (МЧ) [5]. При этом, важно бывает определить локальную концентрацию МЧ в области проведения терапии. Последняя задача может быть решена с использованием ГМИ сенсора путем детектирования полей рассеяния магнитных частиц [3,6]. В данной работе проводится модельный эксперимент по оценке возможности детектирования тромба с помощью ГМИ сенсора на основе пленочной структуры $(FeNi/Cu)_5/Cu/(FeNi/Cu)_5$. Основу функционирования прототипа составляет детектирование полей рассеяния, создаваемых магнитными частицами оксида железа композита в виде цилиндра. Особенности геометрии его полей рассеяния, определялись путем моделирования в программе Comsol.

Многослойные пленочные структуры были приготовлены методом ионно-плазменного распыления на подложки из стекла с использованием металлических масок для формирования пленочных прямоугольных элементов (10,0 мм × 0,5 мм). Напыления проводили в технологическом магнитном поле 100 Э для формирования поперечной одноосной магнитной анизотропии: внешнее поле прикладывалось вдоль короткой стороны элемента в его плоскости. Измерения высокочастотного импеданса проводились с помощью анализатора импеданса Agilent HP E 4991 A во внешнем магнитном поле, прикладываемом вдоль длинной стороны прямоугольных образцов (вдоль оси OY) соосно с направлением протекания переменного тока в диапазоне полей ±150 Э, при частоте тока 85 МГц (ГМИ эффект в продольной геометрии). Магнитный цилиндр моделировал участок кровеносного сосуда с тромбом внутри, имел диаметр 5 мм и общую длину 50 мм. Оба конца цилиндра были немагнитными, а центральная часть («тромб») представляла собой «шайбу» толщиной 4 мм и массой 0,1 г из магнитного эпоксидного композита с 30 % массовым содержанием коммерческих микрочастиц

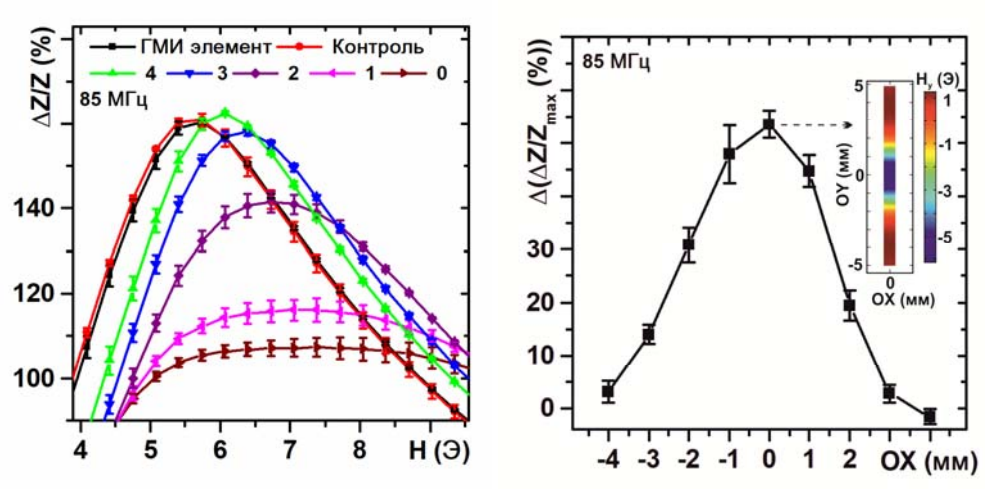
магнетита (Alfa Aesar). Средний диаметр микрочастиц составлял примерно 200 нм. Контрольный образец («Контроль») представлял собой цилиндр из эпоксидной смолы без добавления микрочастиц. Намагниченность магнитного композита была измерена с помощью вибрационного магнитометра: намагниченность насыщения M_S = 29 Гс и остаточная намагниченность M_r = 2,3 Гс (Рис. 1а). По данным Керр – микроскопии, при приложении внешнего магнитного поля вдоль длинной стороны элемента перемагничивание происходит путем безгистерезисного вращения, поле анизотропии составляет 5 Э, т.е. в процессе напыления создается одноосная магнитная анизотропия в плоскости пленочной структуры с осью легкого намагничивания, ориентированной вдоль короткой стороны элемента (Рис. 1б).



а) б) в)

Рис. 1. Намагниченность магнитного композита: в верхнем левом углу фотография магнитных микрочастиц (сканирующая электронная микроскопия), в правом нижнем углу поведение намагниченности вблизи нулевого поля (а); петля магнитного гистерезиса прямоугольного пленочного элемента (магнито-оптическая Керр-микроскопия): внешнее магнитное поле H прикладывалось вдоль длинной стороны элемента (б); схема детектирования магнитного цилиндра с помощью пленочного ГМИ элемента (в).

Магнитный цилиндр находился на расстоянии порядка (1,1 ± 0,2) мм от поверхности пленочной структуры. ГМИ отклик исследовался при изменении положения центра магнитного цилиндра (смещения вдоль оси OX с шагом 1 мм) (Рис. 1в). Для описания результатов ГМИ исследований использовалась полевая зависимость ГМИ соотношения для полного импеданса $\Delta Z/Z(H) = 100\ \% \cdot (Z(H) - Z(H_{max}))/Z(H_{max})$, где H_{max} = 100 Э – поле, в котором происходит магнитное насыщение элемента. Кривые ГМИ соотношения пленочного элемента с контрольным образцом и без него совпадали. Сближение цилиндра с пленкой сопровождается увеличением напряженности полей рассеяния, при этом наблюдается смещение максимума кривой ГМИ соотношения в сторону больших полей, а также уменьшение максимального значения $\Delta Z/Z$ (Рис. 2а). По результатам моделирования направление усредненных полей рассеяния – против приложения внешнего магнитного поля. При приближении цилиндра к элементу (из положения X = 4 см в положение X = 0 см) данный параметр увеличивается с 1 Э до 3 Э. ГМИ отклик при изменении положения цилиндра был рассчитан как разность между максимальным ГМИ соотношением при измерении цилиндра без частиц и с частицами во всех анализируемых положениях. Видно, что максимальный отклик соответствует центральному положению цилиндра (когда центр цилиндра находится точно над центром элемента), подтверждая возможность детектирования положения композита (Рис. 2б). Несовпадение ГМИ откликов при симметричных положениях цилиндра относительно нуля по оси OX в пределах погрешности (относительная систематическая погрешность не превышала 1 %) можно связать с неоднородностью цилиндра. Следующим шагом будет получение композитов с меньшими размерами и концентрациями магнитных частиц, а также феррогелей и оценка возможности их детектирования с помощью пленочного ГМИ элемента.



а) б)

Рис. 2. Полевая зависимость ГМИ соотношения при частоте тока 85 МГц и разных положениях цилиндра по оси OX (номера соответствуют расстоянию от центра цилиндра до элемента в мм) (а); ГМИ отклик пленочного элемента в зависимости от положения цилиндра. Пунктирная стрелка указывает распределение «y» компоненты магнитных полей рассеяния вдоль элемента для положения 0 мм (б).

В работе были получены пленочные элементы $(FeNi/Cu)_5/Cu/(FeNi/Cu)_5$. Их магнитные свойства и магнитный импеданс исследованы в исходном состоянии и в присутствии полей рассеяния магнитного цилиндра, имитирующего тромб в кровеносном сосуде. Показана возможность, детектирования положения цилиндра с магнитными частицами оксида железа с помощью ГМИ в модельной геометрии локализации тромбов в кровеносных сосудах.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 18-19-00090.

Список использованных источников:

1. Курляндская Г.В., Волчков С.О., де Кос Д. Магниточувствительные преобразователи для неразрущающего контроля, работающие на основе гигантского магнитоимпедансного эффекта (Обзор) // Дефектоскопия. – 2009. – №. 6. – С. 13-42.

2. Антонов А. С., Гадецкий С. Н., Грановский А. Б., Дьячков А. Л., Парамонов В. П., Перов Н. С., Прокошин А. Ф., Усов Н. А., Лагарьков А. Н. Гигантский магнитоимпеданс в аморфных и нанокристаллических мультислоях // ФММ. – 1997. – Т. 83, № 6. – С. 61-71.

3. Членова А.А., Бузников Н.А., Сафронов А.П., Голубева Е.В., Лепаловский В.Н., Мельников Г.Ю., Курляндская Г.В. Детектирование совокупных полей рассеяния наночастиц феррогелей с помощью прототипа магнитоимпедансного датчика: модельные представления и эксперимент // Известия РАН. Серия физическая. – 2019. – Т. 83, №. 7. – С. 993-995

4. Svalov A.V., Aseguinolaza I.R., Garcia-Arribas A., Orue I., Barandiaran J.M., Alonso J., Fernández-Gubieda M.L., Kurlyandskaya G.V. Structure and magnetic properties of thin permalloy films near the “transcritical” state // IEEE transactions on magnetics. – 2010. – V. 46, №. 2. – P. 333-336.

5. Prilepskii A.Y., Fakhardo A.F., Drozdov A.S., Vinogradov V.V., Dudanov I.P., Shtil A.A., Bel'tyukov P.P., Shibeko A.M., Koltsova E.M., Nechipurenko D.Y., Vinogradov V.V. Urokinase-conjugated magnetite nanoparticles as a promising drug delivery system for targeted thrombolysis: synthesis and preclinical evaluation //ACS Appl. Mater. Interfaces. – 2018. – V.10, № 43. – P. 36764-36775

6. Blyakhman F.A., Buznikov N.A., Sklyar T.F., Safronov A.P., Golubeva E.V., Svalov A.V., Sokolov S.Yu., Melnikov G.Yu., Orue I., Kurlyandskaya G.V. Mechanical, electrical and magnetic properties of ferrogels with embedded iron oxide nanoparticles obtained by laser target evaporation: focus on multifunctional biosensor applications // Sensors. – 2018. – V. 18. – P. 872.